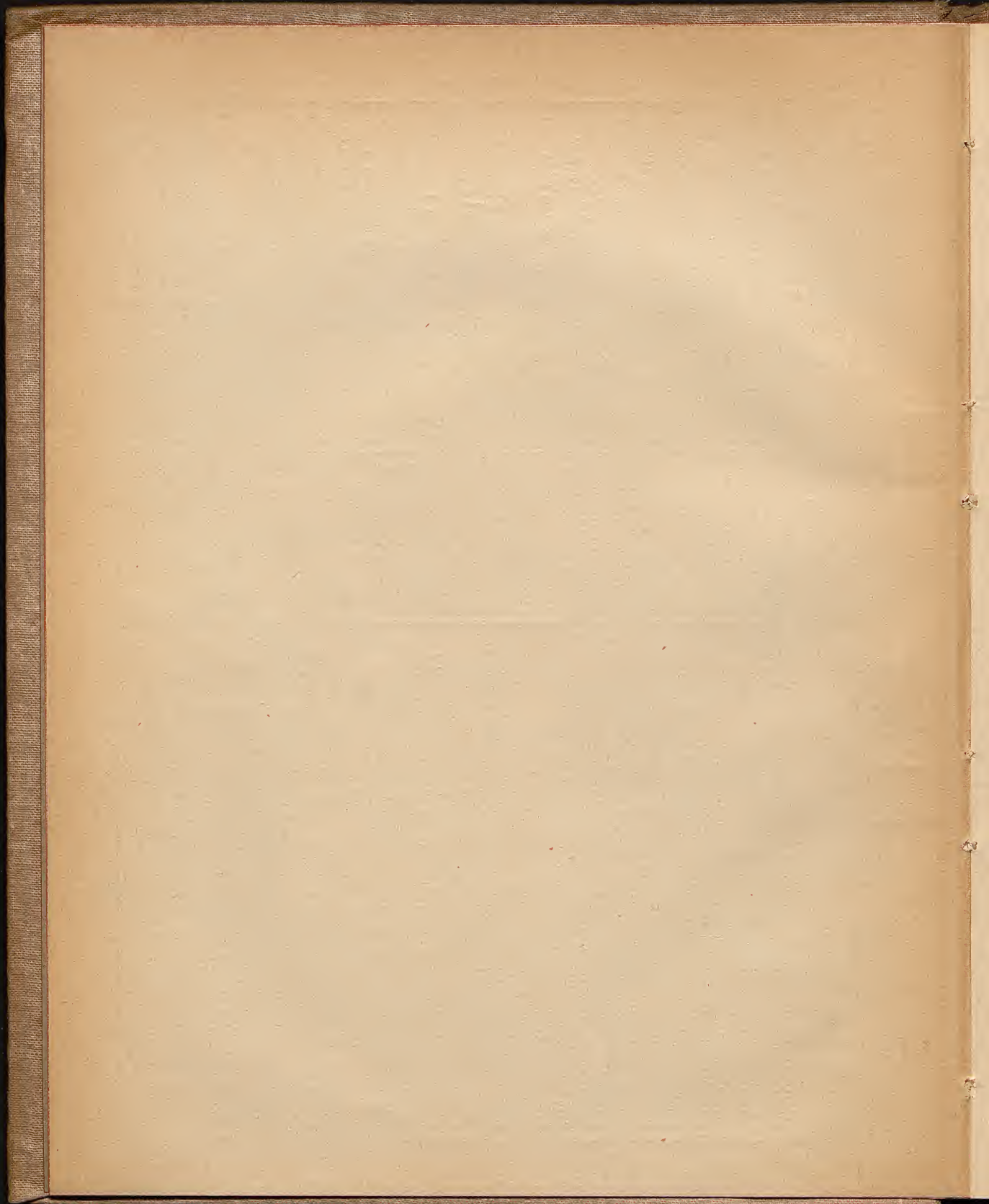




ET DES 362 ARRONDISSEMENTS (SANS L'ALGÉRIE)

1. The first part of the document is a title page. It contains the title of the document, the author's name, and the date of the document. The title is "The History of the City of New York, from its first settlement to the present time." The author is "John Smith." The date is "1790." The title page is followed by a table of contents. The table of contents lists the chapters of the document and the page numbers where each chapter begins. The chapters are: "The first settlement of the city of New York," "The growth of the city of New York," "The city of New York in the 17th century," "The city of New York in the 18th century," "The city of New York in the 19th century," and "The city of New York in the 20th century." The table of contents is followed by the first chapter of the document. The first chapter is titled "The first settlement of the city of New York." It describes the early history of the city, from its first settlement in 1624 to the present time. The chapter is written in a simple, straightforward style, and it is easy to read. The chapter is followed by the second chapter of the document. The second chapter is titled "The growth of the city of New York." It describes the growth of the city from the 17th century to the present time. The chapter is written in a simple, straightforward style, and it is easy to read. The chapter is followed by the third chapter of the document. The third chapter is titled "The city of New York in the 17th century." It describes the city of New York in the 17th century, from the first settlement in 1624 to the end of the century. The chapter is written in a simple, straightforward style, and it is easy to read. The chapter is followed by the fourth chapter of the document. The fourth chapter is titled "The city of New York in the 18th century." It describes the city of New York in the 18th century, from the beginning of the century to the end of the century. The chapter is written in a simple, straightforward style, and it is easy to read. The chapter is followed by the fifth chapter of the document. The fifth chapter is titled "The city of New York in the 19th century." It describes the city of New York in the 19th century, from the beginning of the century to the end of the century. The chapter is written in a simple, straightforward style, and it is easy to read. The chapter is followed by the sixth chapter of the document. The sixth chapter is titled "The city of New York in the 20th century." It describes the city of New York in the 20th century, from the beginning of the century to the present time. The chapter is written in a simple, straightforward style, and it is easy to read. The document is a historical account of the city of New York, and it is a valuable source of information about the city's history. The document is written in a simple, straightforward style, and it is easy to read. The document is a historical account of the city of New York, and it is a valuable source of information about the city's history.

DÉPARTEMENTS	ARRONDISSEMENTS	DÉPARTEMENTS	ARRONDISSEMENTS
AIN.....	Pogron, Belley, Gex, Nantua, Trévoux.	LOT-ET-GARONNE.....	AGEN, Marmande, Nérac, Villeneuve.
AISNE.....	Laon, Chateau-Thierry, Saint-Quentin, Soissons, Vervins, Chauny.	LOZÈRE.....	MENDE, Florac, Marvejols.
ALLIER.....	Moulins, Gannat, La Palisse, Montluçon, Vichy.	MAINE-ET-LOIRE.....	ANGERS, Baugé, Cholet, Saumur, Segré.
APPE (BASSES-).....	Digne, Barcelonnette, Castellane, Forcalquier, Sisteron, Manosque.	MANCHE.....	SAINT-LÔ, Avranches, Cherbourg, Coutances, Mortain, Valognes, Granville.
ALPES (HAUTES-).....	GAP, Briançon, Embrun.	MARNE.....	CHALONS, Epervier, Reims, Sainte-Menehould, Vitry-le-François.
ALPES-MARITIMES.....	Nice, Grasse, Puget-Théniers, Menton.	MARNE (HAUTE-).....	CHAMONT, Langres, Vassy.
ARDÈCHE.....	Privas, Largentière, Tournon, Anagnin.	MAYENNE.....	LAVAL, Châteaun-Gontier, Mayenne.
ARDENNES.....	Mézières, Reims, Rocroy, Sedan, Vouziers, Charleville.	MEURTHE-ET-MOSELLE.....	NANCY, Juvincelle, Toul (Château-Salins et Sarrebourg, département de la Meurthe, cédés à l'Allemagne).
ARIÈGE.....	Foix, Pamiers, Saint-Girons.	MEUSE.....	BAR-LE-DUC, Commercy, Montmédy, Verdun.
AUBE.....	Troyes, Arcis-sur-Aube, Bar-sur-Aube, Bar-sur-Seine, Nogent-sur-Seine.	MORBIHAN.....	VANDES, Lorient, Ploërmel, Pontivy.
AUDE.....	Carcassonne, Castelnaudary, Limoux, Narbonne.	MOSELLE.....	Partie cédée à l'Allemagne: Metz, Sarreguemines, Thionville, Nevers, Châteaun-Chion, Clamecy, Cosne.
AVEYRON.....	Rodez, Espalion, Millau, Arles, Trarzac.	NIEVRE.....	LILLE, Avesnes, Cambrai, Douai, Dunkerque, Hazebrouck, Valenciennes.
BOUCHES-DU-RHÔNE.....	Marseille, Aix, Arles, Tarascon.	NORD.....	BEAUVAIS, Arras, Compiègne, Senlis.
CALVADOS.....	Caen, Bivert, Falaise, Lisieux, Pont-l'Évêque, Vire, Honfleur.	OSÈ.....	ALESON, Argentan, Domfront, Mortagne, Laigle.
CANTAL.....	Aurillac, Mauriac, Murat, Saint-Flour.	PAS-DE-CALAIS.....	ARRAS, Béthune, Boulogne, Montreuil, Saint-Omer, Saint-Pol, Calais.
CHARENTE.....	Angoulême, Barbezieux, Cognac, Confolens, Ruffec.	PUY-DE-DÔME.....	CLERMONT-FERRAND, Amboise, Riom, Thiers.
CHARENTE-INFÉRIEURE.....	La Rochelle, Jonzac, Matenies, Rochefort, Saint-Jean-d'Angély.	PYRÉNÈS (BASSES-).....	PAU, Bayonne, Mauldon, Oloron, Orthez.
CHER.....	Bourges, Saint-Ynaud, Sancerre, Vierzon.	PYRÉNÈS (HAUTES-).....	TARBES, Argelès, Bagnères.
CORRÈZE.....	Tulle, Brives, Ussel.	PYRÉNÈS-ORIENTALES.....	PERPIGNAN, Ceret, Prades, Collioure.
CÔTE-D'OR.....	Auxois, Beaune, Châtillon-sur-Seine, Semur, Auxonne.	(BAS-RHIN, ancien départem.).....	Tous les arrondissements cédés à l'Allemagne.
CÔTES-DU-NORD.....	Saint-Brieuc, Dinan, Guingamp, Lannion, Loudéac, Tréguier.	(HAUT-RHIN, ancien départem.).....	Arrondissements cédés: Colmar, Mulhouse.
CREUSE.....	Gémoz, Aubusson, Bourganeuf, Boussac.	RUÈNE.....	Belfort, chef-lieu d'arrondissement, laissé à la France.
DORDOGNE.....	Perigueux, Bergerac, Nontron, Ribérac, Sarlat.	SAONE (HAUTE-).....	LYON, Villefranche, Tarare.
DOUBS.....	Besançon, Baume-les-Dames, Montbéliard, Pontarlier.	SAONE-ET-LOIRE.....	MAGNAT, Autun, Chalon, Charolles, Lohans, Le Creusot.
DOUBS.....	Valence, Die, Montlimart, Noyon.	SAOÛTE.....	LA MANS, La Fleche, Manners, Saint-Calais.
DU-ET-LOIR.....	Evreux, Les Andelys, Evreux, Nogent-le-Rotrou, Maintenon.	SAVOIE.....	CHAMBERY, Albertville, Moutiers, Saint-Jean-de-Maurienne, Aiz-les-Bains.
FINISTERE.....	Quimper, Brest, Châteaulin, Morlaix, Quimperle.	SAVOIE (HAUTE-).....	ANNECY, Briançon, Saint-Julien, Thonon.
GARD.....	Nîmes, Alais, Uzès, Le Vigan, Beaucaire.	SEINE.....	PARIS, Saint-Denis, Seaux, Boulogne-sur-Seine, Neuilly-sur-Seine, Clugny-la-Garenne, Vincennes, Charenton-le-Pont.
GARONNE (HAUTE-).....	Toulouse, Muret, Saint-Gaudens, Villefranche, Bagnères-de-Luchon.	SEINE-ET-MARNE.....	MELUN, Coulommiers, Fontainebleau, Meaux, Provins, Montereau.
GIÈRES.....	Albi, Condom, Lectoure, Lombes, Mirande.	SEINE-ET-OISE.....	VERSAILLES, Corbeil, Etampes, Mantes, Pontoise, Rambouillet, Starnes, Saint-Cloud, Saint-Germain.
GIROUÈ.....	Bordeaux, Jazas, Blaye, La Reole, Lesparre, Libourne.	SEINE-INFÉRIEURE.....	ROUEN, Yvetot, Le Havre, Neuilly, Yvetot, Fécamp, Elbeuf.
HERAULT.....	Montpellier, Lodève, Lodève, Saint-Pons, Cette.	SEVRES (DEUX-).....	NIOIT, Bressuire, Melle, Parthenay.
ILLE-ET-VILAINE.....	Rennes, Fougères, Montfort, Redon, Saint-Malo, Vitré, Saint-Serny.	SOANE.....	DIJON, Beaune, Châtillon-sur-Seine, Semur, Auxonne.
INDRE.....	Chateauroux, Le Blanc, Issoudun, La Châtre.	TARN.....	Bourges, Saint-Ynaud, Sancerre, Vierzon.
INDRE-ET-LOIRE.....	Tours, Chinon, Loches.	TARN-ET-GARONNE.....	Bourges, Saint-Ynaud, Sancerre, Vierzon.
ISÈRE.....	Grenoble, La Tour-du-Pin, Saint-Marcellin, Vienne.	VAR.....	Bourges, Saint-Ynaud, Sancerre, Vierzon.
JURA.....	Lons-le-Saulnier, Dôle, Poligny, Saint-Claude, Salins.	VAUCLUSE.....	Bourges, Saint-Ynaud, Sancerre, Vierzon.
LANDES.....	Mont-de-Marsan, Bay, Saint-Sever.	VENDÉE.....	Bourges, Saint-Ynaud, Sancerre, Vierzon.
LOIRE.....	Blois, Romorantin, Vendôme.	VIERNE.....	Bourges, Saint-Ynaud, Sancerre, Vierzon.
LOIRE-ET-CHER.....	Saint-Etienne, Moulins, Roanne, Roze-de-Gier, Saint-Chamond.	VOSGES.....	Bourges, Saint-Ynaud, Sancerre, Vierzon.
LOIRE (HAUTE-).....	Le Puy, Brioude, Yssingeaux.	YONNE.....	Bourges, Saint-Ynaud, Sancerre, Vierzon.
LOIRE-INFÉRIEURE.....	Nantes, Ancenis, Châteaubriant, Paimboeuf, Saint-Nazaire, Savennay.		
LOIRET.....	Orléans, Gien, Montargis, Etchiviers, Beaugency, Cahors, Figeac, Gournay.		



Cours d'Electricité
de M. Bouty.
(suite)

Cours de M. Pellat



Ms 1221

26^e leçon (suite.)

Prenons une aiguille cylindrique très allongée, en fer doux: enroulons autour d'elle en hélice un fil conducteur: soit n le nombre de spires par centimètre; la force exercée par le courant, d'intensité i , est:

$$F = 4n\pi i.$$

Si l'on néglige l'action d'aimantisation des extrémités, l'intensité d'aimantation induite sera:

$$I = kF = 4n\pi ki.$$

Cette formule donne un moyen de déterminer le coefficient k , en mesurant le moment magnétique M : communiqué à un long barreau; on a en effet:

$$M = I l s$$

l étant la longueur et s la section; on en déduit I , et, connaissant i et n , on calcule k .

Pour mesurer M sans rendre le barreau mobile ni le retirer de la bobine, on place l'aiguille et la bobine perpendiculairement au méridien magnétique, et on lui fait dévier une aiguille ^{aimantée} comme dans l'expérience de Gauss: on fait d'abord agir la bobine seule, traversée par le même courant, puis la bobine contenant l'aiguille, ce qui produit une déviation plus forte. La différence des

deux moments mesurés sera le moment M cherché.

Cette méthode n'est pas rigoureuse, parce qu'on néglige l'action démagnétisante des pôles; mais elle est d'autant plus exacte que l'aiguille est plus longue.

— Autre méthode pour déterminer μ et k .

Prenez d'abord la bobine seule, sans son noyau de fer doux, et entourons-la d'une boucle fermée en communication avec un galvanomètre. Quand on lance le courant dans la bobine, ~~il se crée~~ on crée un flux de force FS qui traverse la boucle (d'axe S). Soit R sa résistance, la quantité d'électricité développée par induction est:

$$Q = \frac{FS}{R}. \quad (\text{p. 259.})$$

En mesurant Q (par le galvanomètre balistique) on peut évaluer F et par suite l'intensité i du courant.

Plaçons ensuite le noyau de fer doux dans la bobine; son intensité d'aimantation induite sera: $I = kF$.

Le flux de force qu'il émet à travers la boucle fermée a pour valeur:

$$4\pi IS = 4\pi kFS.$$

En effet, c'est comme si l'on transportait la quantité de magnétisme IS de $-\infty$ à $+\infty$. Le flux de force total est donc:

$$FS + 4\pi kFS = FS(1 + 4\pi k) = \mu FS.$$

La quantité d'électricité mise en jeu par induction est:

$$Q' = \frac{\mu FS}{R}.$$

On voit que l'introduction du noyau de fer doux dans la bobine a pour effet de multiplier l'induction par le facteur μ . Cela montre aussi que μ est bien la perméabilité magnétique.

Supposons la bobine noyée dans le fer doux: il n'y a rien de changé, son flux de force est toujours multiplié par μ : de même qu'en électrostatique, quand on remplace le vide isolant par un diélectrique, le flux de force se trouve multiplié par la constante diélectrique.

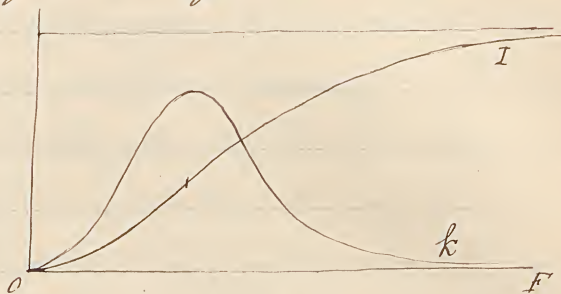
Au lieu d'un barreau droit, prenons maintenant un tore de fer doux entouré d'une bobine continue: quand on lance le courant dans la bobine, on crée un flux de force $\mu H S$ qui traverse une boucle fermée d'air S entourant la bobine. Dans ce cas, on sait qu'il n'y a pas d'action démagnétisante (p. 322.) On peut ainsi mesurer la perméabilité magnétique μ : c'est la méthode la plus correcte. Connaissant μ , on peut calculer k .

Propriétés magnétiques du fer.

Le coefficient d'aimantation du fer, au lieu d'être constant comme pour les corps peu magnétiques, est variable avec la grandeur de la force d'aimantation. Un barreau de fer vierge qu'on soumet à une force magnétisante croissante commence à s'aimanter très peu, puis, pour ~~une~~ ^{des} forces

moynnes, son aimantation croît rapidement; ensuite elle croît plus lentement et tend asymptotiquement vers un maximum fini, ^{si grande} ~~quelle~~ que soit la force. On dit alors qu'il y a saturation.

Si l'on construit la courbe des intensités d'aimantation I , en prenant pour abscisses les forces magnétiques F , on obtient ^{la} la forme ci-contre, au



lieu d'une ligne droite qu'on aurait si k était constant.

Comme $I = kF$, la courbe qui représente k passe par un maximum et a pour asymptote l'axe des abscisses; k part de 0 et tend vers 0 quand la force augmente.

La ~~coefficient~~ perméabilité magnétique: $\mu = 1 + 4\pi k$ aurait une courbe analogue.

27^e leçon

Nous avons vu que la présence du fer dans une bobine multiplie son flux de force et par suite tous les phénomènes d'induction par le coefficient $(1 + 4\pi k)$. Comme le maximum de k est de 30 à 40, pour certains types de fer, ce coefficient peut s'élever à 400 ou 500. Les coefficients de self-induction et d'induction réciproque se trouvent multipliés par le même nombre. Ainsi le fer

joue-t-il un rôle essentiel et prépondérant dans les appareils d'induction. Toutefois, son influence diminue à mesure qu'on emploie des courants plus intenses pour avoir une force magnétisante plus puissante; car le tend vers zéro après avoir dépassé son maximum. Dans la pratique, on obtient encore, aux plus grandes intensités, un coefficient μ égal à 40, 30, ou au moins à 10. Il y a donc toujours avantage à employer des noyaux de fer, bien que cet avantage diminue aux grandes intensités.

Pour expliquer le fait de la saturation dans la hypothèse du fluide magnétique, on admet que la quantité de fluide qui contient un morceau de fer n'est pas infinie. Dans l'hypothèse d'Ampère, la saturation ne s'explique pas moins bien: dans un corps non aimanté, les courants particuliers sont distribués dans tous les sens. La force magnétisante a pour effet de les orienter plus ou moins dans le même sens; le maximum de aimantation serait évidemment atteint quand ils seraient devenus tous parallèles et de même sens. L'hypothèse d'Ampère prévoit donc le fait de la saturation. Mais on n'a pas entièrement réussi à déduire a priori la loi suivant laquelle varie l'aimantation en fonction de la force magnétisante, et à retrouver la courbe assez compliquée que donne l'expérience par le calcul.

Il semble que la nature répugne à la production de champs magnétiques intenses. En effet, si l'on n'emploie que les courants (dans une bobine), le fil s'échauffe quand le courant est intense, et devient plus résistant, ce qui accroît l'échauffement; si l'on le courant est trop intense, il finit par faire fondre les fils. Si l'on veut renforcer l'action du courant par un noyau de fer doux, on a un grand bénéfice aux intensités moyennes, mais le bénéfice est de moins en moins grand à mesure que l'on augmente l'intensité du courant. C'est un fait analogue à celui de la déperdition, qui, croissant rapidement avec le potentiel, s'oppose à la production et surtout à la conservation de champs électriques intenses. Les champs magnétiques les plus puissants qu'on obtienne sont de 100.000 à 150.000 unités C.G.S.

Magnétisme rémanent. Lorsqu'on fait cesser l'action de la force magnétisante, le fer conserve une certaine aimantation résiduelle, plus faible que l'aimantation primaire. Si l'on soumet un barreau de fer vierge à des forces magnétisantes croissantes, et que l'on mesure chaque fois l'aimantation résiduelle, on obtient pour celle-ci une courbe analogue à celle de l'aimantation directe, mais plus basse; elle a aussi un maximum dont elle s'approche

asymptotiquement, mais il est plus faible.
 Autrefois, on distinguait nettement le fer doux et
 l'acier trempé: on considérait le premier comme ne
 conservant aucune aimantation, et le second comme
 conservant son aimantation tout entière. Depuis, on
 a découvert que tous les corps se comportent de même,
 au degré près, et possèdent tous un magnétisme rémanent.
 Un fer très doux garde $\frac{1}{30}$ de son aimantation, et un
 acier bien trempé en garde la moitié. En revanche,
 l'aimantation primaire de l'acier est moindre que celle
 du fer doux.

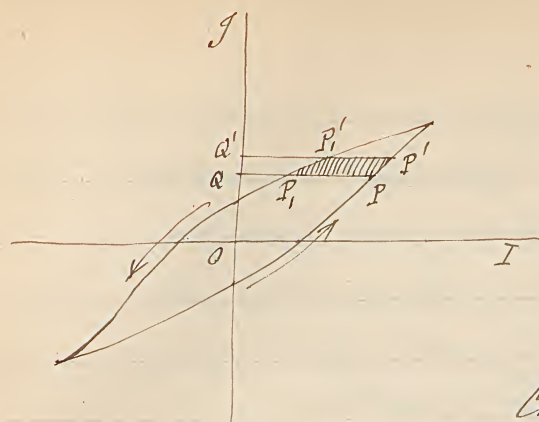
Le magnétisme rémanent est tantôt utile, et tantôt
 nuisible. C'est à lui que nous devons tous les aimants
 artificiels permanents, qu'on obtenait autrefois au
 moyen d'autres aimants (naturels ou non), et qu'on
 obtient aujourd'hui au moyen des courants.

D'autre part, le magnétisme rémanent est une cause de
 trouble ou d'embarras dans beaucoup de phénomènes,
 qu'il vient compliquer. L'aimantation résiduelle
 exerce sur l'aimant lui-même une force démagnétisante,
 en induisant une aimantation temporaire inverse.
 Le magnétisme apparent, dont on observe les effets, n'est
 que l'excis du magnétisme rémanent sur cette aimantation

inverse. Ainsi un aimant abandonné à lui-même tend toujours à se désaimanter: c'est une chose instable et fragile. Aussi, pour conserver les barreaux aimantés, prend-on la précaution de leur donner des armatures de fer doux qui s'aimantent par influence, de manière à former des solénoïdes fermés soustraits aux actions extérieures et dénués de pôles libres (v. p. 322.)

L'aimantation résiduelle complique les phénomènes d'aimantation: car la même force magnétisante ne produit pas le même effet sur un fer déjà aimanté que sur un fer vierge. Ainsi l'état d'un aimant dépend non seulement des conditions présentes, mais de toutes les circonstances passées; il a une histoire et presque un caractère. C'est vrai qu'on peut effacer son passé et le rendre vierge de toute aimantation en le chauffant au rouge blanc.

Dans la plupart des machines magnétiques électriques, les noyaux de fer doux sont soumis à des forces magnétisantes périodiques, généralement en sens inverse. Après un certain nombre de périodes, la courbe d'aimantation pendant une période conserve une forme fixe: le fer a pris une habitude, un régime permanent s'est établi. Une telle courbe s'appelle courbe de hystérésis (ce nom



a remplacé celui de force coercitive.)
Le phénomène de hystérésis
cause une perte continue de
l'énergie dans les machines
périodiques, comme on va le montrer.

Comme les forces magnétiques sont
proportionnelles aux intensités du courant qui les produit,
nous prendrons celles-ci pour abscisses : cela ne fait que
changer les proportions de la courbe, et non sa forme.
Le travail correspondant à un accroissement de flux
 dF est :

$$dC = I dF$$

I étant l'intensité du courant. Soit de autre part I
l'intensité de aimantation induite : $F = 4\pi I$
par unité de volume du noyau de fer; d'où :

$$dF = 4\pi dI$$

$$dC = 4\pi I dI$$

Ce travail élémentaire ^{dépensé pour} ~~exécuté~~ faire croître I de dI
est représenté par l'aire $PQ, P'Q'$ ($I \times dI$). Sur retour,
pendant la même phase, c'est quand I décroît de dI ,
le travail restitué par la machine est représenté par
l'aire P, P', Q, Q' . Ainsi le travail perdu dans les deux
phases correspondantes est représenté par l'aire $PP', P', P,$,
et le travail perdu dans une période entière correspond à
l'aire totale de la courbe de hystérésis.

On avait observé depuis longtemps que dans les machines à courant alternatif les noyaux de fer doux s'échauffent: cette chaleur provient du travail dépensé par l'hystérésis. Si l'on avait pris des noyaux d'acier, on aurait eu plus d'hystérésis, donc plus de travail produit et plus de chaleur dégagée, ce qui n'aurait pas été pratique.

On comprend l'importance industrielle et économique de l'hystérésis, puisqu'elle correspond à une perte d'énergie.

Signalons enfin une autre complication des aimants induits par les courants: le noyau de fer d'une bobine est le siège de courants induits transversaux, appelés courants de Foucault. Ces courants ~~de~~ s'échauffent le fer, et de plus ils s'opposent à la formation du champ ~~au~~ et au mouvement, en vertu de la loi de Lenz. On les évite donc le plus possible, en remplaçant les noyaux pleins par des faisceaux de fils de fer, dont on oxyde la surface pour les rendre moins conducteurs. ^{On venait} Ils s'aimantent aussi bien qu'un noyau plein de même masse, mais ils opposent une grande résistance aux courants de Foucault, qui sont obligés de passer de l'un à l'autre.

Maintenant que l'on connaît tous les organes des machines d'induction, nous pouvons les décrire et les étudier.

Une première catégorie de machines d'induction comprend les appareils sans mouvement, qu'on appelle des transformateurs.

Considérons d'abord le cas où, le circuit inducteur ^(de résistance R) étant enroulé en bobine, le circuit induit se réduit à une spire entourant la bobine; sa résistance sera négligeable par rapport à un coefficient d'induction I_1 et M . Supposons que le courant inducteur soit périodique: il aura pour équation (I étant son intensité):

$$I_1 \frac{dI}{dt} + M \frac{dI'}{dt} + RI = A \sin \omega t$$

L'équation du courant induit (d'intensité I') sera:

$$I_1' \frac{dI'}{dt} + M \frac{dI}{dt} = 0$$

De cette dernière on tire immédiatement:

$$\frac{dI'}{dt} = - \frac{M}{I_1'} \cdot \frac{dI}{dt}$$

L' solution est donnée par des intégrales périodiques:

$$I = A \sin(\omega t - \varphi)$$

et par suite: $I' = - \frac{M}{I_1'} A \sin(\omega t - \varphi)$

Or, on voit que l'intensité maxima du courant induit est à l'intensité maxima du courant inducteur dans le rapport $\frac{M}{I_1'}$, qui est très grand, la self induction I_1' d'une spire étant très faible par rapport à l'induction M d'une bobine d'un millier de spires. Ainsi le courant induit est de même phase que le courant inducteur, mais de

sens inverse et beaucoup plus intense. Il doit donc y avoir une répulsion très forte entre les 2 courants: c'est ce que montre l'expérience d'Elihu Thomson: on met sur la bobine inductrice un anneau de fer; il est violemment repoussé.

Supposons maintenant que l'inducteur et l'induit soient deux bobines régulièrement enroulées sur un même noyau de fer doux. Soient N et n leurs nombres de spires par centimètre de longueur. Le coefficient L du 1^{er} circuit est de la forme BN^2 ; le coefficient d'induction mutuelle M est alors BNn , et le coefficient L' du 2^e circuit est Bn^2 . En effet, le flux de force, étant surtout dû au noyau de fer doux, est proportionnel au nombre de spires de l'inducteur: il est $4\pi NI$; comme il traverse toutes les spires de l'inducteur, la self induction est proportionnelle à N^2 ; pour la même raison, l'induction mutuelle est proportionnelle à Nn .

On a pour les intensités les mêmes équations que dans le cas précédent, en tenant compte de la résistance R' de l'induit:

$$L \frac{dI}{dt} + M \frac{dI'}{dt} + RI = A \sin \omega t$$

$$L' \frac{dI'}{dt} + M \frac{dI}{dt} + R'I' = 0$$

On cherche des solutions périodiques de la forme:

$$I = P \sin(\omega t - \varphi)$$

$$I' = Q \sin(\omega t - \varphi')$$

contenant les constantes d'intégration: P, Q, φ, φ' .

Ce qu'il importe surtout de connaître, c'est le rapport des intensités maxima, qui est $\frac{Q}{P}$.

On trouve approximativement:

$$\frac{Q}{P} = \frac{M\omega}{\sqrt{R'^2 + I'^2 \omega^2}} = \frac{M}{\sqrt{I'^2 + \frac{R'^2}{\omega^2}}}$$

Si le courant alternatif est à haute fréquence, ω est très-grand, et l'on a approximativement:

$$\frac{Q}{P} = \frac{M}{I'} = \frac{N}{n}$$

Ainsi les intensités sont sensiblement proportionnelles aux nombres de spires des 2 bobines: on peut donc multiplier l'intensité d'un courant alternatif dans le rapport qu'on veut, c'à-d. avec un courant peu intense obtenir un courant très intense et de même période (seulement décalé de $\varphi - \varphi'$.)

Dans les transformateurs industriels, les bobines ont un petit nombre de spires, de manière à avoir une faible résistance: il y a peu de chaleur dégagée, et peu d'énergie perdue par hystérésis.

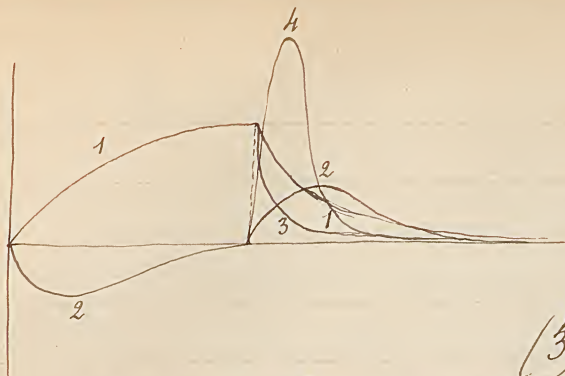
Si l'énergie consommée par l'inducteur se retrouvait entièrement dans l'induit, on aurait: $EI = E'I'$.

Or, $\frac{I'}{I} = \frac{N}{n}$, donc, $\frac{E}{E'} = \frac{N}{n}$.

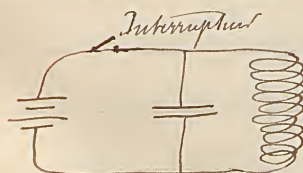
Ainsi les différences de potentiel sont en raison inverse des intensités de courant. On peut ainsi transformer une intensité ou une force électromotrice dans tel rapport qu'on veut.

Application pratique: Pour transporter à distance l'énergie électrique, il y a avantage à employer un courant de faible intensité, car la chaleur produite et l'énergie perdue sont RI^2 ; par suite, on emploie un premier transformateur à convertir le courant primitif en un courant de faible intensité et de grande force électromotrice, puis un second transformateur convertit celui-ci en un courant de moindre force électromotrice et de grande intensité.

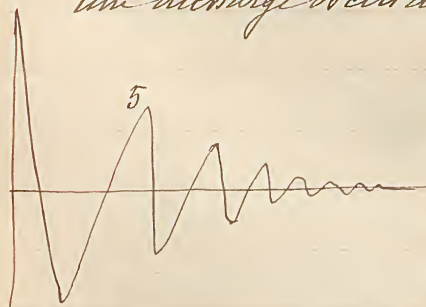
La bobine de Ruhmkorff est une espèce de transformateur; mais la résistance du circuit induit (à fin fin) est très grande (plusieurs milliers d'ohms); de plus, le courant primaire (inducteur) n'est pas alternatif, mais interrompu. Théoriquement, l'établissement et l'interromption étant représentés par la courbe 1, le courant induit, inverse d'abord, puis direct, sera figuré par la courbe 2. Mais en réalité, l'interromption produit



une étincelle qui augmente beaucoup la résistance, de sorte que le courant inducteur finit bien plus vite qu'il ne s'établit (courbe 3); par suite, le courant induit direct est beaucoup plus intense et plus court que le courant induit inverse (courbe 4); d'ailleurs la quantité d'électricité transportée dans les deux sens par ces deux courants (et représentée par l'aire des courbes correspondantes 2 et 4) est la même en valeur absolue.



Une autre complication provient du condensateur placé en dérivation dans le ~~circuit~~ ^{circuit} primaire: il a pour effet de diminuer considérablement la self-induction, et par suite l'étincelle de rupture. Il remplace ainsi la décharge continue (courbe 3) par une décharge oscillante (courbe 5), ce qui produit une chute d'intensité beaucoup plus rapide, et exagère l'intensité et la brièveté du courant induit direct.

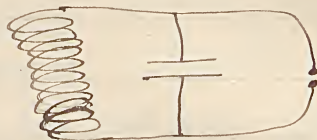


De là résultent les propriétés curieuses de la bobine de Ruhmkorff. Si le circuit induit est fermé, l'intensité moyenne du courant est nulle. Si l'on y intercale un voltamètre, les quantités de hydrogène

et d'origine dégagés dans chaque éprouvette seront correspondantes et formeront un mélange d'étonnant.

Si le circuit est interrompu, c'est le courant induit inverse qui produit l'étincelle; car une étincelle est d'autant plus forte que la différence de potentiel est plus grande.

De plus, l'étincelle dépend de la capacité du circuit: si l'on change cette capacité, on change la nature de l'étincelle. Par exemple, si l'on met un condensateur en dérivation sur le circuit induit, on diminue la self-induction (qui s'oppose au courant induit) et l'on augmente la capacité. L'étincelle est beaucoup plus forte, car le condensateur se décharge en même temps que la bobine.

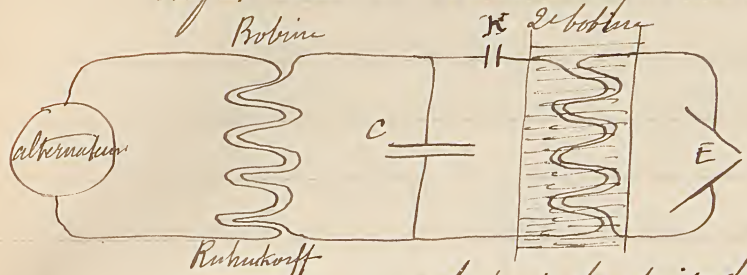


Si le condensateur est disposé en tension, il affaiblit au contraire l'étincelle, car il se décharge d'une manière continue.



On peut employer la bobine de Ruhmkorff comme transformateur. L'engageons dans le circuit primaire un courant alternatif (en supprimant l'interrupteur). Dans le circuit secondaire ^{insérons} un condensateur (batterie) en dérivation, et intercalons une interruption ^{ou} (2 plaques de cuivre) et une bobine à gros fil, qui plonge dans un liquide

isolant (pétrole) et est entourée d'une bobine à fil fin;
 enfin celle-ci communique avec un excitateur E. On



obtient en E de fortes
 étincelles, dues à
 l'interruption du
 condensateur C; ~~courant~~

celui-ci produit des décharges oscillantes,
 qui passent presque entièrement par la 2^e bobine, à
 cause de la grande résistance de l'induit de la 1^{re} bobine.
 Il en résulte que le courant inducteur de la 2^e bobine a
 des oscillations beaucoup plus fréquentes que le courant
 alternatif primaire, et par suite induit un courant de
 grande force électromotrice. En somme, on a 2 transfor-
 mateurs superposés qui augmentent la différence de poten-
 tiel dans des proportions énormes en augmentant la
 fréquence des oscillations et en diminuant l'intensité.
 On obtient ainsi à l'excitateur E de grandes étincelles,
 on peut illuminer un tube de Geissler ou une lampe à
 incandescence; et en même temps le courant peut traverser
 le corps de l'opérateur sans aucune secousse, tant son
 intensité est faible.

28^e leçon.

Machines d'induction et moteurs électriques.

Les appareils d'induction sont en général susceptibles d'inversion, et peuvent tour à tour servir d'électromoteurs et de moteurs électriques. En effet, le courant ^{le} produit par un électromoteur ~~entraîne~~ ^{développe} une force entre les parties fixes et les parties mobiles, et cette force est contrainte au mouvement. Si donc on lance le même courant dans le circuit induit, il ~~produira~~ ^{développera} la même force, qui produira un mouvement inverse.

Le téléphone est un électromoteur essentiellement réversible, puisque le transmetteur et le récepteur sont identiques, et d'ailleurs jouent tour à tour les 2 rôles.

Le téléphone, en dehors de son usage pratique, s'emploie de plus en plus comme instrument de mesure. En effet, si l'on y fait passer un courant alternatif, le téléphone rend par son bruit la hauteur indique le nombre des périodes du courant. Si l'on fait passer un courant alternatif dans les branches d'un pont de Wheatstone, et qu'au lieu d'un galvanomètre on intercale un téléphone dans le pont, on reconnaitra qu'il ne passe aucun courant dans le pont à ce qu'il téléphone tant. On peut ainsi mesurer des résistances avec des courants

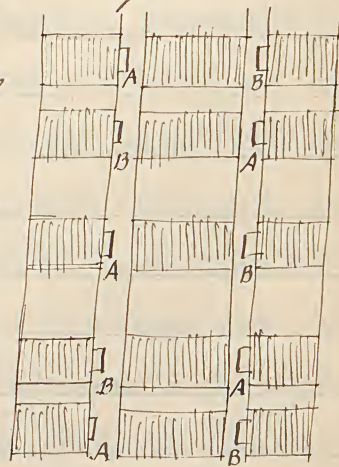
alternatifs comme avec des courants continus. Seulement, cette méthode n'est applicable que si les résistances n'ont pas de self-induction (liquides, par exemple).

Alternateurs - Nous connaissons déjà plusieurs types d'alternateurs (p 302, 306): un cadre ou une bobine tournant dans le champ magnétique terrestre est le siège d'un courant induit rigoureusement sinusoïdal. On peut redresser ce courant au moyen d'un commutateur formé de 2 ressorts appuyant sur 2 demi-bagues fixés sur l'axe, de telle sorte qu'ils passent d'une bague à l'autre au moment où le courant change de sens. On obtient ainsi un courant sinusoïdal toujours positif:

Le champ magnétique terrestre étant peu intense, on peut faire fonctionner les mêmes appareils dans un champ magnétique uniforme et constant, par exemple entre les 2 pôles d'un électro-aimant.

Concevons deux cadres circulaires fixes portant des électro-aimants à pôles alternés et opposés; entre eux tournent un autre cadre portant une série de bobines sans noyau de fer doux:

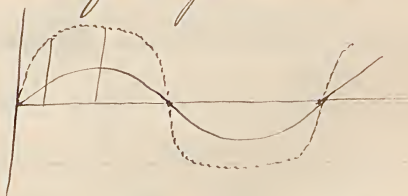
Celles-ci passent tour à tour par des champs égaux et de sens contraire.



Soit H l'intensité du champ AB ; S la section de la bobine, au moment où elle se trouve en plein dans le champ, entre les 2 électro-aimants, elle est traversée par le flux de force HS ; au moment où elle passe dans le champ inverse BA , elle est traversée par le flux de force $-HS$. Le flux de force et par suite le courant induit chang. de sens chaque fois qu'une bobine passe d'un champ à l'autre, c'est autant de fois par tour qu'il y a d'électro-aimants dans un cadre.

Cet alternateur a été imaginé par Hefner Alteneck, ingénieur de la maison Siemens. M. Joubert l'a étudié expérimentalement, et a trouvé que le courant produit est sinusoïdal.

Si les bobines ont des noyaux de fer doux, le courant induit sera beaucoup plus intense, et de même sens; mais il ne sera plus sinusoïdal. En effet, la présence du fer augmentant inégalement l'induction, et davantage pour une faible intensité que pour une forte, la courbe du courant induit sera une sorte de sinusoïde aplatie.



La machine de Clarke est un alternateur du même genre, mais mal construit; il devrait y avoir 2 aimants opposés entre lesquels tourneraient les bobines. Avec un seul aimant d'un côté, il y a du fil perdu, en ce sens que l'autre bout de la

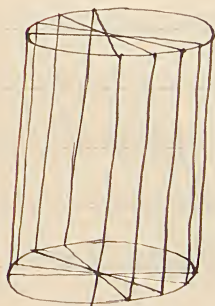
bobine ne sert pas à l'induction et ne fait qu'augmenter la résistance.

Tous les alternateurs, munis de commutateurs convenables, peuvent donner un courant de même sens, mais non pas constant. (Pour les alternateurs industriels, voir le traité d'Erik Gérard.)

Il semble difficile d'obtenir un courant continu avec un électro-moteur; nous en avons pourtant vu des exemples, peu pratiques, il est vrai (roue de Barlow, galvanomètre à mercure: v. p. 270 - 273.)

Voici le principe des électromoteurs à courant continu: Supposons qu'on réunisse en série un grand nombre de cadres tournant dans le champ magnétique terrestre de telle sorte qu'à chaque instant il y en ait toujours autant dans la même orientation, et qu'ils soient également répartis dans tous les azimuts. Ce système fournira évidemment un courant continu.

Cette idée se trouve réalisée dans l'électromoteur à tambour.

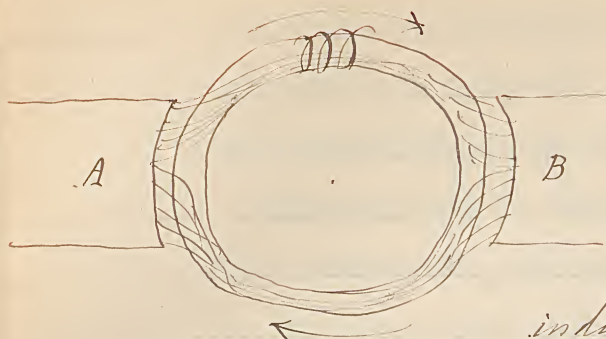


Dans un champ artificiel uniforme, le plus puissant possible, tourne un cylindre sur lequel est enroulé un fil qui à chaque tour décrit d'un certain angle, de façon à ~~couvrir~~ ^{couvrir} toutes les génératrices du cylindre.

Chaque tour de fil ^{constitue} ~~constitue~~ un des cadres du type conçu.
 A chaque instant, la moitié des cadres subissent une induction de même sens, l'autre moitié une induction de sens contraire. Or chaque cadre communique par un fil avec une touche isolée à la surface de l'axe du tambour (l'ensemble de ces touches forme un commutateur de Gramme), et sur ces touches frottent 2 ressorts diamétralement opposés, et placés sur la méridien qui sépare les 2 moitiés du tambour: les 2 courants induits de sens inverse fournis par ces moitiés se réunissent dans les mêmes ~~soies~~ frotteurs pour former un courant de même sens et à peu près continu: Son intensité oscille ^{à chaque} ~~faiblement~~ commutation d'une très faible fraction de sa valeur moyenne.

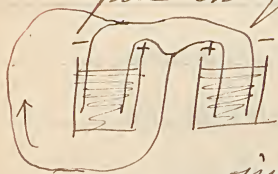
Le commutateur de Gramme fut d'abord inventé par Pacinotti; Gramme, qui était un simple ouvrier, le retrouva en inventant sa machine d'induction.

Machine de Gramme. Dans un champ magnétique puissant est placé un tore en fer doux sur lequel un fil est enroulé dans le même sens sur toute la longueur; le tore peut tourner autour de son axe, perpendiculaire à la direction du champ. Les lignes de force passent du pôle A au pôle B en suivant le tore, et par conséquent sont déviées. Quand une spire passe de A en B, le champ intérieur est



seulement constant, donc pas de courant induit. Mais quand elle passe devant B, le champ change de sens, le flux de force change de signe, il y a un courant induit; de même quand la spirale passe devant A, il y a un courant induit de sens inverse. Les 2 moitiés de l'anneau de Gramme sont donc le siège de forces électromotrices égales et contraires, de sorte que si le fil était fermé, le courant total serait nul.

Pour obtenir un courant extérieur, on divise la bobine en un grand nombre de torons; entre 2 torons consécutifs est greffé un fil qui aboutit à une touche isolée du commutateur. Sur ces touches frottent 2 balais disposés aux extrémités du diamètre vertical (qui sépare les 2 moitiés de l'anneau). Les deux courants contraires se trouvent passer dans le même sens dans le circuit extérieur qui joint les 2 balais: les 2 moitiés de l'anneau sont disposées comme 2 éléments de pile en quantité. Chaque balai appuie à la fois sur plusieurs touches, de sorte que les torons inutilisés sont exclus du circuit, et que le courant n'est pas



interrompu. Il n'éprouve qu'une oscillation insignifiante ^{au passage} ~~quand~~ de chaque toron.

Il se produit une complication par le fait que le courant induit dans la bobine aimante l'aimant de fer doux; or cette aimantation est perpendiculaire à l'aimantation due à l'influence de l'aimant fixe. L'aimantation résultante a donc une direction oblique par rapport à AB, de sorte que les balais (placés sur un diamètre perpendiculaire à AB) doivent être décalés d'un certain angle. Ce décalage est dans le sens de la rotation de l'anneau, et proportionnel à la vitesse de rotation.

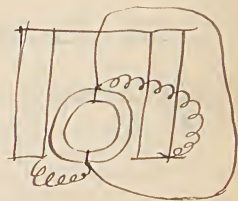
Jusqu'ici, nous avons supposé qu'on employait des aimants permanents. Mais il y a avantage à employer des électro-aimants, qui sont plus puissants. Le plus simple et le plus sûr est d'exciter ces électro-aimants par un courant indépendant et constant; on obtient ainsi un champ absolument fixe. Mais on peut aussi les exciter au moyen du courant induit lui-même: c'est ce qui a lieu dans les machines dites dynamo-électriques. Ou bien l'on fait passer dans le fil de l'électro-aimant la totalité du courant produit (excitation en série); ou bien on n'y fait passer qu'une dérivation du courant induit (excitation en dérivation); ou bien encore ~~on~~ l'électro-aimant est muni de 2 fils indépendants dans chacun desquels on fait passer ^{dont chacun est affecté à une des deux excitations}

précédentes (excitation compound, c.à.d. composée.)
 Ces trois excitations ont chacune leur avantage, suivant
 la destination et l'emploi de la machine.

Une machine dynamo-électrique qu'on met en marche
 peut s'amorcer elle-même, grâce au magnétisme résiduel
 du noyau de fer doux des électro-aimants. Le courant
 induit est d'abord faible, mais comme il excite l'électro-
 aimant, il augmente d'intensité et atteint rapidement
 son maximum pour la vitesse de rotation donnée: le
 régime permanent s'établit très vite.

Une machine excitée en série ne peut s'amorcer au-
 dessous d'une certaine vitesse de rotation. En effet, la force
 électromotrice induite est proportionnelle à la vitesse de
 rotation: si l'on a $E < RI$, le travail produit
 $EI < RI^2$ chaleur dégagée dans le circuit. Il faut
 donc que $E > RI$ pour que le travail produit
 devienne supérieur à l'énergie dissipée sous forme de
 chaleur, et pour que l'intensité du courant augmente.

Lorsqu'il y a lieu de craindre que la machine ne se
 disamorce (quand par exemple le courant se trouve
 renversé dans le circuit), il faut préférer l'excitation
 en dérivation: car le courant inverse produit
 dans le circuit extérieur passe dans l'électro-



aimant dans le même sens que le courant dérivé (à cause de la résistance beaucoup plus grande de l'anneau) et par suite renforce l'électro-aimant, ce qui rétablit le courant induit dans le sens normal. Au contraire, si l'excitation était en série, le courant inverse passerait en sens inverse dans l'électro-aimant et désaimanterait la machine.

Dans les ~~cas~~ autres cas, l'excitation en série est préférable, car elle est plus forte, tout le courant passant dans le fil de l'électro-aimant.

Les machines Gramme sont propres au transport de l'énergie. Si l'on accouple 2 machines identiques, et qu'on fasse tourner l'une, l'autre se met à tourner plus lentement. En effet, soit E la force électromotrice développée dans la première, et E' la force électromotrice contraire que le mouvement développe dans la seconde; le courant qui passe dans le circuit correspond à la force électromotrice $E - E'$. Or l'intensité I du courant étant la même dans les 2 machines, les couples qui agissent sur les 2 anneaux sont les mêmes. Les travaux effectués sont donc proportionnels aux chemins parcourus, c'est-à-dire aux nombres de tours des 2 anneaux: $\frac{C}{C'} = \frac{n}{n'}$ et par suite aux forces électromotrices: $\frac{C}{C'} = \frac{E}{E'}$.
 Puisque, le travail étant égal à EI , le travail est prop. à E (I étant const.)

Le rapport du travail produit C' au travail dépensé C est le coefficient économique ou rendement de la machine formé par les 2 machines Gramme accouplées. Pour que le rendement fût parfait, c'est-à-dire égal à 1, il faudrait que les nombres de tours fussent égaux; mais alors l'intensité du courant (proportionnelle à $E - E'$ ou à $n - n'$) serait nulle, et par suite le travail ou l'énergie transportée serait nulle. La machine idéale, c'est-à-dire celle qui transporterait toute l'énergie, ne transporte rien. La machine la plus parfaite sera celle qui ^{produira} transportera la plus grande force électromotrice avec le plus faible courant.

Il n'y a pas d'impossibilité théorique à transporter l'énergie par des courants alternatifs, car les alternateurs sont réversibles. Mais il y a une sérieuse difficulté: car il faut que la machine réceptrice ait exactement la même période que la machine productrice, pour que le courant reçu agisse toujours dans le sens du mouvement. Les moteurs à courants alternatifs doivent donc être synchrones (quelle que soit leur vitesse angulaire). Pour établir le synchronisme, on anime le récepteur au moyen d'un courant continu (d'une machine Gramme, par exemple), jusqu'à ce qu'il ait atteint à peu près la vitesse

nécessaire; on le met alors en communication avec l'alternateur, qui achève de le régler, si leurs périodes sont déjà presque égales. Il faut de plus que le moteur ait un travail régulier à fournir, car s'il rencontrait une résistance trop forte, il ~~serait~~ se ralentit, le synchronisme cesse, le moteur se démarque et s'arrête dès que les périodes ne correspondent plus.

Pour transformer un courant alternatif en courant continu ou inversement, on peut caler sur un même axe un alternateur et une machine Gramme.

On emploie aussi à cet effet les champs tournants produits par les courants polyphasés. Nous allons indiquer le principe de cette méthode.

Supposons que 2 bobines fixes, placées à angle droit, produisent séparément des champs magnétiques perpendiculaires dont l'intensité varie suivant une loi sinusoïdale.

Par exemple, supposons que les forces magnétiques suivant l'axe des x et l'axe des y soient respectivement et simultanément:

$$X = a \cos \omega t$$

$$Y = a \sin \omega t$$

~~Les~~ Elles peuvent être considérées comme les projections d'un champ magnétique d'intensité constante a et d'origine ωt proportionnel au temps, c'est-à-dire d'un champ

constant ^{qui tourne} ~~tourne~~ autour de l'origine, de Ox vers Oy .
L'ensemble de 2 champs fixes et variables équivaut
à un champ constant et tournant.

Pratiquement, chaque champ est produit par 2 bobines
électro-aimants opposés. On pourrait armer chaque couple
de bobines par un ~~courant~~ alternateur distinct, l'un
produisant un courant proportionnel à $\sin \omega t$, l'autre
un courant proportionnel à $\cos \omega t$. Mais comme:

$$\cos \omega t = \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right),$$

le même alternateur peut produire les 2 courants, pourvu
que les 2 circuits induits soient décalés d'un angle droit
(d'un quart de période). Les courants sont dits biphasés.
En général, des courants régulièrement décalés les uns
par rapport aux autres d'une fraction de période sont
dits polyphasés.

On peut obtenir un champ tournant au moyen de
courants polyphasés, pourvu que les électro-aimants
qui les reçoivent soient décalés les uns par rapport aux
autres du même angle ~~(ou d'un angle)~~. Par exemple, 3
bobines (ou paires de bobines opposées) disposées à 120°
les unes des autres donneront un champ tournant, si elles
sont traversées respectivement par des courants proportionnels
à: $\cos \omega t$, $\cos \left(\omega t + \frac{2}{3} \pi \right)$, $\cos \left(\omega t + \frac{4}{3} \pi \right)$.

Pour obtenir ces 3 courants, il suffit de partager les bobines de l'alternateur en 3 secteurs égaux (de 120°)

Si maintenant on place dans le champ tournant un arbre métallique, il sera entraîné par les courants induits (de Foucault) qui se produisent dans sa masse et tournera dans le même sens que le champ. On a ainsi un moteur électrique d'un nouveau genre; cet arbre peut être par exemple l'axe d'une machine de Gramme, et par là on transforme un courant alternatif polyphasé en un courant continu.

29^e leçon.

Jusqu'ici on a considéré l'existence d'un courant comme uniforme à ~~un~~ même instant dans tout le circuit, en supposant que celui-ci avait une résistance, une capacité et une self-induction médiocres (p. 239)

Ce cela n'est plus vrai pour les câbles transatlantiques, par exemple, car ils constituent avec leau de mer ambiante (conductrice) un condensateur cylindrique dont la capacité est proportionnelle à la longueur et par suite énorme. Nous supposons que la capacité par unité de longueur, C , est assez grande et que la self-induction est au contraire négligeable.

Considérons une tranche du conducteur, d'abaisse x .

et d'épaisseur dx ; soit V le potentiel dans cette tranche, soit I l'intensité du courant à l'entrée de la tranche; à la sortie, elle est: $I + \frac{\partial I}{\partial x} dx$

La quantité d'électricité qui entre par la 1^{re} face ~~est~~ dans le temps dt est $I dt$; celle qui sort par la 2^e dans le même temps est $(I + \frac{\partial I}{\partial x} dx) dt$

La quantité d'électricité gagnée par la tranche dans le temps dt est donc: $-\frac{\partial I}{\partial x} dx \cdot dt$.

Évaluons-la autrement: la capacité de la tranche est $C dx$. Dans le temps dt , le potentiel V devient:

$$V + \frac{\partial V}{\partial t} dt$$

Donc la charge de la tranche dx augmente de:

$$\frac{\partial V}{\partial t} dt \times C dx.$$

En égalant ces 2 expressions, on obtient l'équation:

$$-\frac{\partial I}{\partial x} = C \frac{\partial V}{\partial t}.$$

Appliquons la loi d'Ohm à la tranche de longueur dx . La différence de potentiel à ses 2 extrémités est $-\frac{\partial V}{\partial x} dx$; la résistance de la tranche est $\frac{\rho dx}{s}$, s étant la section et ρ la résistance spécifique du corps conducteur; on a donc:

$$-\frac{\partial V}{\partial x} dx = I \rho \frac{dx}{s}.$$

Éliminons I entre les 2 équations; on trouve:

$$C \frac{\partial V}{\partial t} = \frac{s}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}$$

Cette équation aux dérivées partielles, dite équation des

télégraphistes, est identique de forme à l'équation de la propagation de la chaleur dans l'épaisseur d'un mur pendant la période variable. On connaît des intégrales particulières de cette équation; mais ce ne sont que des solutions approximatifs de la question, car on a négligé la self-induction pour établir l'équation.

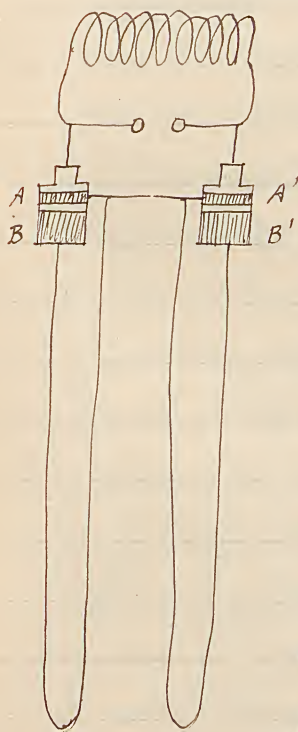
Dans le cas où le câble est tout entier au potentiel 0 à l'instant initial, et où l'on porte ^{subit} une extrémité au potentiel V , il se produit une onde électrique qui se propage en se déformant. Le temps nécessaire pour que le potentiel en un point donné du câble devienne égal à une fraction donnée de V est proportionnel au carré de la longueur totale du câble.

On est ainsi amené à traiter le problème de la propagation d'une perturbation électrique de très courte durée: par exemple, quand on met l'extrémité du fil pendant un temps infiniment court en communication avec une source électrique. Ce problème est plus particulier que le précédent: on y tient compte de la self-induction.

La théorie et l'expérience concordent à prouver que la perturbation instantanée se propage d'un mouvement uniforme avec la vitesse de la lumière. Mais si les conditions théoriques ne sont pas parfaitement remplies,

La propagation se fait moins régulièrement et avec une vitesse moindre. Ainsi M. Fizeau et Foucault trouvèrent une vitesse de 177.000 kilomètres par sec.; mais le fil était en communication avec la source pendant $\frac{1}{3000}$ de seconde, durée trop grande.

En 1894, M. Blondlot a repris ces expériences; en réduisant beaucoup cette durée, il a trouvé que la vitesse de libranement électrique est exactement égale à celle de la lumière. Voici la disposition de son expérience: Deux bouteilles de Leyde identiques ont



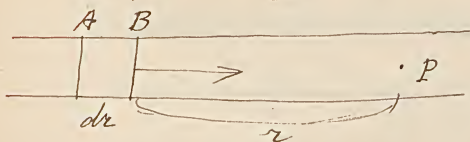
leurs armatures intérieures en communication avec les pôles d'une bobine d'induction, et avec les 2 branches d'un excitateur ^(à bobines). L'armature extérieure de chaque bobine se compose de 2 parties isolées, A, B, la supérieure formant anneau (A, A'). A et A' sont en relation par un excitateur à pointes très rapprochées; B et B' communiquent avec le même excitateur par des fils télégraphiques de 1 kilomètre de longueur. Enfin A et A', B et B' communiquent respectivement par des cordes nouées qui ne jouent aucun rôle pendant la décharge, à cause de leur résistance.

Pendant que les armatures intérieures se chargent d'électricités contraires, les armatures extérieures se chargent en sens inverse et échangeant leurs électricités contraires par les cordes nouées. Quand la charge a atteint un certain maximum, il se produit une décharge par l'excitateur à boules; en même temps A et A' se déchargent par l'excitateur à pointes; B et B' se déchargent aussi par les pointes mais pas en même temps, parce que leur charge (mise en liberté au même instant que celle de A et A') est obligée de parcourir 1 kilomètre de fil; elle arrive donc en retard et produit une 2^e étincelle. L'intervalle de temps entre les 2 étincelles mesure la vitesse de l'électricité dans les fils.

Pour mesurer cet intervalle extrêmement court, on emploie un miroir concave qui, placé en face des pointes, projette sur un écran l'image réelle de l'étincelle. Ce miroir tourne très rapidement (plusieurs centaines de tours à la seconde), de sorte qu'il projette l'image de la 2^e étincelle à côté de celle de la 1^{re}. Sur l'écran se déroule un papier sensible qui se déplace ~~parallèlement~~ à l'axe de rotation du miroir et à la direction de l'étincelle. Sur un grand nombre d'étincelles doubles, il arrive nécessairement que le miroir se trouve quelques fois dans la position convenable pour

projeter sur l'écran l'image des étincelles. On mesure la distance des images, et l'on calcule le temps correspondant d'après la vitesse de rotation du miroir. On a ainsi trouvé un intervalle de $\frac{1}{300000}$ de seconde, avec des fils de 1 kilomètre, ce qui donne la vitesse de 300.000 kil. par seconde (valeur exacte à moins de 1 centième près), soit précisément la vitesse de la lumière.

M. Potier a donné l'interprétation suivante de l'expérience de M. Blondlot (Journal de Physique, 1894.)
Communiquons à un fil, par une de ses extrémités, la charge Q , et supposons qu'elle reste contenue dans une tranche infiniment courte AB , de longueur dr . On sait qu'une perturbation très rapide se propage exclusivement à la surface du conducteur, à cause de la self induction (v. p. 311.) Considérons un point P intérieur du fil,



placé en avant de la tranche AB ,
à la distance r .
Il est soumis: 1° à une force

électrostatique qui a la valeur $\frac{Q}{r^2}$

(sur la limite El. St. d'électricité placée en P) et dans le sens positif (répulsion); 2° à une force ^{positive} électromotrice d'induction. En effet, le déplacement de la quantité Q d'électricité vers P équivaut à un courant qui s'approche de P ; elle induit donc en P une force électromotrice inverse, c'est-à-dire opposée

à la force électrostatique. Or l'intensité du courant est liée à la quantité par la relation :

$$Q = I dt$$

Or la vitesse de déplacement est :

$$v = \frac{dx}{dt}$$

Donc : $I = \frac{Qv}{dx}$ en unités El. St.

et en unités El. Mg. : $i = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}} \cdot \frac{Qv}{dx}$

Or le coefficient d'induction entre l'élément de courant AB et l'élément 1 de courant en P (d'après la formule générale :

$$\frac{ds ds' \cos \alpha}{r^2}$$

est simplement : $\frac{dx}{r^2} = M$.

Par conséquent la force électromotrice induite en P est :

$$E = - \frac{\partial(MI)}{\partial t} = - \frac{\partial(MI)}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} = - v \frac{\partial(MI)}{\partial x}$$

Or I est constante, M seul est fonction de x :

$$\frac{\partial(MI)}{\partial x} = I \frac{\partial M}{\partial x} \quad \text{et} \quad \frac{\partial M}{\partial x} = - \frac{dx}{x^2}$$

On a donc, en unités El. Mg. :

$$E = \frac{-1}{3 \cdot 10^{10}} \cdot \frac{Qv^2}{x^2}$$

Pour obtenir la valeur de E en unités El. St. il faut diviser par $3 \cdot 10^{10}$:

$$E = \frac{-1}{(3 \cdot 10^{10})^2} \times \frac{Qv^2}{x^2}$$

Or, pour que le courant soit localisé à la surface du fil, il faut que la force électrique en tout point intérieur soit nulle. M. ^{en conséquence} Potier admet que la force électromotrice et la force électrostatique doivent être égales. On a donc :

$$\frac{Q}{x^2} = \frac{Q}{x^2} \times \frac{v^2}{(3 \cdot 10^{10})^2}$$

D'où l'on conclut :

$$v = 3 \cdot 10^{10}$$

La vitesse de propagation d'une perturbation électrique est égale au rapport des unités El. St. et El. Mg.

On a admis dans cette démonstration qu'un déplacement d'électricité statique équivaut à un courant : ce qui n'est pas évident, surtout si l'on considère ~~pas~~ un courant comme un double transport d'électricité positive dans un sens et d'électricité négative dans l'autre. C'est Maxwell qui a eu l'idée de cette équivalence, mais elle a été vérifiée par expérience que par Rowland, qui a repris ses recherches avec son élève Hutchinsonson.

Pour cela, il a fait tourner autour d'un axe vertical un disque électrique positivement, et a cherché si ce disque produisait le même effet qu'un courant sur une aiguille aimantée. Cette expérience est très délicate : pour produire une déviation sensible, il faut obtenir une vitesse de rotation qui soit comparable à la vitesse de la lumière.

De plus, il peut se produire des perturbations très fortes, soit par suite des courants induits, soit en vertu de l'électrisation par influence. Pour éviter les courants induits, on emploierait un disque d'ébonite recouvert de feuilles d'or disposées en secteurs et isolées. D'autre part, on prendrait un système astatique de 2 aiguilles aimantées, dont une seule

se trouvant à proximité du disque, sont renfermés dans une boîte non conductrice pour le mettre à l'abri du violent courant d'air produit par la rotation. Cela posé, l'action électrostatique (par influence) est réversible avec le signe de l'électrisation du disque, mais non avec le sens de sa rotation. L'action des courants induits, qui a toujours pour effet de s'opposer au mouvement, est réversible avec la rotation, mais non avec l'électrisation. Enfin l'action électromagnétique qu'il s'agit de constater est réversible à la fois avec la rotation et avec l'électrisation : car changer le signe de l'électricité du disque revient à renverser le courant équivalent. En renversant tour à tour la rotation et l'électrisation, on parvient à isoler ces trois actions et à constater l'action électromagnétique supposée.

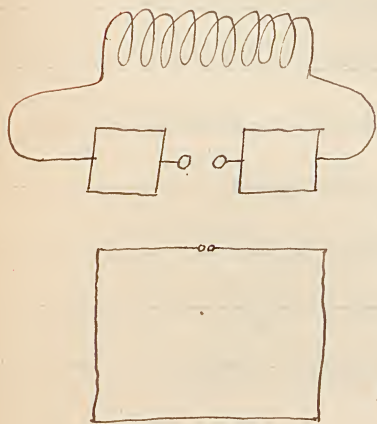
Cette expérience permettrait, théoriquement, d'évaluer le rapport des unités El. St. et El. Mg; mais elle manque de précision, car les déviations de l'aiguille varient du simple au double. On a trouvé en moyenne : $2,9 \times 10^{-10}$ pour la rotation dans un sens, et $3,15 \times 10^{-10}$ pour l'autre sens. Cela suffit à mettre en évidence l'action du disque sur l'aiguille, car si elle n'existait pas, il n'y aurait pas de raison pour qu'on trouvât des nombres voisins. Ce ~~résultat~~^{résultat} expérimental confirme donc l'interprétation de l'expérience.

de M. Blondlot par M. Potier

Expériences de Hertz.

Jusqu'ici l'on n'a considéré que les phénomènes dont les conducteurs sont le siège ; on n'a pas examiné ce qui se passe dans le milieu diélectrique. Depuis longtemps on se demandait si l'induction est instantanée ou si elle met du temps à se propager. Faraday était partisan de cette dernière hypothèse. Son élève Maxwell, s'inspirant de ses idées, a construit toute une théorie où les actions électriques seraient dues au milieu, et par conséquent s'y propageraient au lieu d'être instantanées comme des actions à distance. Mais cette théorie était absolument hypothétique, jusqu'à ce que Hertz en ait trouvé une confirmation expérimentale.

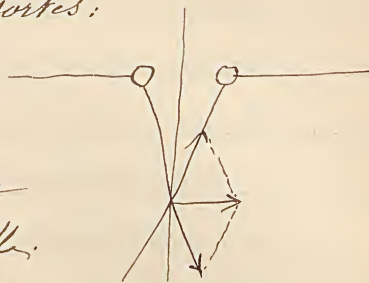
Voici la disposition primitive de Hertz. Une bobine de Ruhmkorff communiquée avec un excitateur à boules dont les branches portent de larges plaques carrées en cuivre, destinées à augmenter la capacité et à rendre la décharge oscillante. On se sert, pour constater l'induction, d'un résonateur formé d'un fil enroulé sur un cadre et terminé par 2 boules très rapprochées (ou par 1 pointe et 1 boule) entre lesquelles on



observe de faibles étincelles, dans certaines positions du cadre.

Étudions d'abord les forces qui règnent dans le plan transversal de l'excitateur. Elles sont de deux sortes:

1^o Il y a les forces électrostatiques exercées par les 2 branches de l'excitateur. Comme les charges sont égales et contraires, les deux forces ont une résultante parallèle à l'étincelle.



et comme la décharge est oscillante, la force change de signe (comme les charges) à chaque oscillation.

2^o Il y a des forces électromagnétiques qui tendent à produire un courant. La force magnétique exercée par un courant sur un point extérieur est perpendiculaire à leur plan (ici le plan du tableau), donc à la force électrostatique; et elle est oscillante comme elle. Si le résonateur est dans le plan du tableau, le flux de force qui le traverse est maximum, et par suite le courant induit l'est aussi.

Si le cadre est perpendiculaire au plan du tableau, le flux de force est nul, donc il n'y a pas de courant induit.

Néanmoins, si l'on place l'interruption du résonateur près de l'excitateur et parallèle à lui, il se produit des étincelles, alors qu'il n'y a pas de courant induit par la force électromagnétique; ce qui prouve que les forces électrostatiques peuvent produire des courants aussi bien

(du résonateur)
que les forces électromagnétiques. Ainsi les étincelles sont
maxima quand l'étincelle de l'excitateur est dans le
plan du résonateur, et minima quand elle se trouve dans
une direction normale à ce plan.

Jusqu'ici l'expérience ne nous apprend rien de nouveau.
Mais supposons qu'elle se fasse dans une salle dont un
des murs est muni d'un blindage métallique (couvert
de feuilles de zinc). L'excitateur est parallèle à ce mur.
Si l'on promène le résonateur sur la ligne transversale
de l'excitateur (normale au mur), on ~~trouve~~ constate
qu'il ne donne pas d'étincelles le long du mur, ni dans
des plans parallèles au mur et équidistants; au contraire,
il donne des plus grandes étincelles dans des plans situés
^{au milieu des intervalles} ~~à égale distance~~ des précédents. Les premiers sont
appelés plans nœuds, les seconds plans ventres, par
analogie avec les nœuds et les ventres que l'on étudie en
Acoustique, et qui produisent l'interférence entre les ondes
directes et les ondes réfléchies (des mêmes interférences
se produisent en Optique).

L'expérience de Hertz prouve que l'induction électrique
est due à une modification du milieu, qui s'y propage
par ondulations avec une certaine vitesse. C'est cette
modification, d'ailleurs inconnue, qui absorbe l'énergie

des courants inducteurs pour l'excitateur ensuite (sous forme d'extra-courant, par exemple) et qui constituent ainsi ~~une~~ l'énergie potentielle d'induction (v. p. 268). Ce sont ces ondulations qui, en se réfléchissant sur une paroi métallique, produisent les nœuds et les ventres observés.

Si cette analogie des « oscillations électriques » avec les ondulations lumineuses et sonores est réelle, elle doit pouvoir être poussée plus loin. Hertz a trouvé que les ondes électriques se réfléchissent dans les miroirs métalliques de toute forme suivant les lois connues. Il a notamment fait l'expérience des miroirs conjugués: en plaçant l'excitateur au foyer d'un miroir cylindrique, et le résonateur au foyer d'un miroir semblable opposé, il a obtenu des étincelles à une distance où le résonateur n'en aurait pas donné autrement. M. Lebedeff a répété ces expériences avec des appareils de dimensions microscopiques, et a obtenu les mêmes effets en miniature.

Si l'induction est due à une ondulation du milieu diélectrique, les divers diélectriques doivent offrir des propriétés différentes, et notamment produire la réfraction, qui est due, pour la lumière, à l'inégalité de vitesse des ondes dans les divers milieux transparents. Hertz a en effet constaté qu'on peut dévier les ondes ^{électriques} ~~électriques~~ dirigées

parallèlement par le miroir émetteur) au moyen d'un gros prisme de poix : on mesure la déviation en déplaçant le miroir récepteur avec le résonateur ^{de marret} jusqu'à ce qu'il donne des étincelles. M. Lebedeff a obtenu le même effet, réduit, avec un prisme de bonite.

M. Marek a obtenu la double réfraction des ondes électriques avec un gros prisme de bois. La structure du bois est en effet différente suivant l'axe ou perpendiculairement à l'axe. M. Lebedeff l'a obtenu avec un cristal de soufre.

On sait que l'on peut supprimer, en Optique, un des 2 rayons réfractés au moyen d'un Nicol. M. Lebedeff a construit un Nicol pour les radiations électriques en taillant un cristal de soufre. En un mot, on retrouve toutes les propriétés des ondes lumineuses.

30^e leçon.

Étudions de plus près l'expérience de Hertz sur la réflexion des ondes électriques. On sait que dans un circuit de capacité C et de résistance R et de self-induction L , la décharge est régie par l'équation (p. 299):

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = 0$$

La condition pour que la décharge soit oscillante est:

$$R^2 - 4 \frac{L}{C} < 0$$

Cette condition est satisfaite par l'excitateur de Hertz, car il a une grande capacité et une faible résistance. Dans ce cas, on sait que la loi de l'intensité du courant est la suivante:

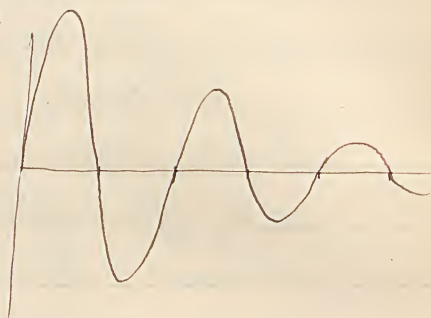
$$I = A e^{-\frac{R}{2L}t} \sin \alpha t$$

en posant.

$$\alpha = \frac{\sqrt{\frac{4L}{C} - R^2}}{2L}$$

C'est un courant sinusoïdal amorti.

Le courant qui passe dans le résonateur a la même forme, car les 2 boules étant très rapprochées, la résistance est très petite, tandis que la self induction est grande, le fil étant enroulé sur le cadre. La décharge du résonateur est donc aussi oscillante.



Si la période d'oscillation du résonateur est égale à celle de l'excitateur, une seule décharge de celui-ci mettra le résonateur en branle, et l'effet se ~~prolongera~~ ^{renforcera} et se prolongera. Mais si les périodes sont notablement inégales, l'effet sera presque nul, à cause de l'irrégularité du branlement subi par le résonateur. C'est de là que vient le nom de résonateur donné à cet instrument, par analogie avec les résonateurs acoustiques.

Hertz avait calculé les dimensions de l'excitateur et du résonateur de telle sorte qu'ils eussent même période.

C'est avec le résonateur ainsi construit qu'on obtient les étincelles les plus intenses, tandis qu'avec de autres résonateurs on n'obtient que des étincelles beaucoup plus faibles, et à une distance beaucoup plus petite.

Cependant, il faut remarquer que les oscillations de l'excitateur sont très amorties, tandis que celles du résonateur le sont très peu. C'est ce qui explique qu'un résonateur quelconque puisse donner des étincelles (de même qu'un résonateur quelconque ~~vibre~~ répond à un coup donné sur une inclinaison, dont la hauteur reste ~~peu~~ indéterminée pour l'oreille, à cause de l'extinction rapide des vibrations.)

C'est donc surtout le résonateur dont il importe de connaître la période. L'intensité du courant y est régie par la loi:

$$I' = A e^{-\frac{R'}{2L'} t} \sin \alpha' t$$

Comme la résistance R' est très petite, l'exponentielle est voisine de 1 (c'est ce qui fait que l'amplitude des oscillations décroît lentement.) Prenons donc $R' = 0$ dans l'expression de α' :

$$\alpha' = \frac{\sqrt{4L'}}{2L'} = \frac{1}{\sqrt{CL'}}$$

Par suite, on a sensiblement:

$$I' = \sin \frac{t}{\sqrt{CL'}}$$

Soit I la durée d'une période du résonateur; on a:

$$\frac{I}{\sqrt{CL'}} = 2\pi, \quad \text{d'où:} \quad I = 2\pi \sqrt{CL'}$$

On appelle longueur d'onde d'une vibration l'espace dont le mouvement ondulatoire se propage pendant la durée d'une vibration :

$$\lambda = v T$$

v étant la vitesse de propagation des ondes.

D'autre part, la distance de 2 plans nodaux consécutifs est $\frac{\lambda}{2}$. L'expérience de Hertz permet donc de calculer la vitesse de propagation des ondes électriques.

En effet, on mesure la longueur d'onde λ au moyen du résonateur, en déterminant la distance des plans nodaux consécutifs; on calcule d'autre part la période T du résonateur en fonction de ses constantes C et L . On en déduit la valeur de v . ~~On a trouvé~~ ^{Hertz}

ainsi : $v = 300.000 \text{ kilom} = 3 \cdot 10^{10} \text{ centimètres}$, soit précisément la vitesse de la lumière. Les expériences ultérieures ont confirmé cette égalité.

Il est intéressant de comparer les longueurs d'onde des oscillations électriques à celles des ondes sonores et lumineuses. Les longueurs d'onde des sons perceptibles (dont la vitesse est de 330 mètres dans l'air) sont comprises entre 20 mètres et 1 centimètre.

Les longueurs d'onde des rayons lumineux (visibles) sont comprises entre $0^{\mu},76$ et $0^{\mu},43$ ($\mu = \frac{1}{1000}$ de millim.)
Celles des rayons chimiques (ultra-violet) vont jusqu'à

$0^{\mu}2$, et celles des rayons caloriques (infra-rouges) vont jusqu'à 20^{μ} . \oplus Ainsi les ondes électriques semblent se rapprocher, par leur longueur, des ondes sonores, dont elles diffèrent extraordinairement par la vitesse.

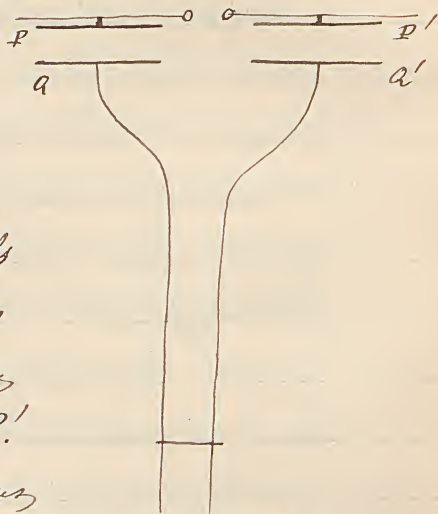
\oplus Or Hertz a communiqué par ~~obtenu~~ ^{trouvée} des longueurs d'onde de 10 mètres; M. Schiedff a obtenu des ondes plus courtes, dont la longueur est réduite à 6 millimètres.

On peut se demander si les ondes électriques ne sont pas identiques aux ondes lumineuses, à la longueur près; c'était déjà l'opinion de Maxwell. Or les excitateurs électriques, même microscopiques, sont des instruments bien grossiers et ont des dimensions énormes ~~en comparaison~~ ^{par rapport} des molécules que l'on considère comme le siège des vibrations lumineuses; et le rapport entre leurs dimensions est du même ordre que le rapport des longueurs d'onde. La différence des longueurs d'onde est donc plutôt un argument favorable à l'identité des deux espèces de radiations indépendamment de toute théorie.

Nous allons exposer une autre méthode expérimentale. On a vu que la vitesse de propagation des oscillations électriques ^{à travers un diélectrique} coïncide avec celle d'un ébranlement électromagnétique à la surface d'un conducteur (p. 35). Cela

se comprend, car la surface du conducteur étant aussi celle du milieu diélectrique, la vitesse de vibration, quand il se propage uniquement à la surface, doit être la même que dans un diélectrique, par raison de continuité. On peut donc étudier les oscillations électriques, non plus dans le milieu diélectrique, mais sur un conducteur, et mesurer leurs longueurs d'onde.

Voici la disposition employée par Hertz. Il se servait du même excitateur à plateaux P et P'; en face de ceux-ci, 2 plateaux semblables Q et Q' sont reliés par 2 fils parallèles sur lesquels court un pont mobile. Les charges des plateaux Q et Q', électrisés par influence, sont oscillantes comme celles de P et P'.



Comme leurs électricités sont contraires, ~~cela donne~~ à chaque instant sont lancées dans les 2 fils des perturbations contraires, qui doivent interférer à égale distance des 2 plateaux, c'est-à-dire au milieu du pont, et en des points équidistants (nœuds) sur les 2 fils. La distance de 2 nœuds consécutifs ($\frac{\lambda}{2}$) se mesure au moyen du résonateur. Comme les ondes électriques se propagent sur des conducteurs, on peut les observer ainsi beaucoup plus loin.

de leur origine.

M. Blondlot a employé un résonateur différent de celui de Hertz. Il se compose d'un cadre rectangulaire terminé par 2 plateaux parallèles et rapprochés: l'un porte une boucle et l'autre une pointe, en face, entre lesquelles l'étincelle jaillit. Cet appareil a l'avantage de posséder une capacité et une self-induction aisées à calculer. En effet, la capacité se réduit à celle du condensateur formé par les 2 plateaux, et sa self-induction est celle du cadre. Le résonateur se place entre les 2 fils parallèles, de sorte que leur action inductrice agit dans le même sens; les plateaux sont tout près de l'un des fils. S'ils sont en face d'un ventre, l'étincelle est maxima; en face d'un nœud, pas d'étincelle. Au lieu de déplacer le résonateur le long des fils, on le laisse fixe et l'on fait glisser le pont mobile jusqu'à ce que l'étincelle disparaisse; à ce moment, on sait qu'un nœud passe devant les plateaux du résonateur. On continue à déplacer le pont jusqu'à ce que l'étincelle disparaisse de nouveau; c'est le nœud suivant qui passe. La longueur dont le pont s'est déplacé est la demi-longueur d'onde. On peut continuer à déplacer le pont, et répéter plusieurs fois cette mesure.



M Blondlot a ainsi trouvé pour la vitesse de propagation des ondes électriques: $v = 3 \cdot 10^{10}$

C'est après ces expériences qu'il a institué l'expérience relative à la vitesse de propagation d'une perturbation électrique rapide sur des fils (p. 33.) qu'il a trouvée égale.

La disposition précédente permet de mesurer la vitesse des ondes électriques dans un autre milieu diélectrique que l'air ou le vide, ce qui serait impossible avec la 1^{re} disposition de Hertz. On peut en effet plonger les fils, le pont et le résonateur dans une auge pleine de liquide (de pétrole, par exemple) Les longueurs d'onde mesurées correspondront à la vitesse de propagation dans le pétrole.

Sur cette vitesse même, les expérimentateurs ne sont pas d'accord. D'après M Blondlot, la longueur d'onde serait indépendante du milieu diélectrique.

Ce résultat est très-remarquable, et a des conséquences curieuses. Soient v et v' les vitesses de propagation dans le vide et dans le diélectrique étudiés; T et T' les périodes correspondantes; λ étant la longueur d'onde constante, on a:

$$\lambda = vT$$

$$\lambda = v'T'$$

donc:

$$\frac{T'}{T} = \frac{v}{v'}$$

D'autre part, on a:

$$T = 2\pi \sqrt{CI}$$

$$T' = 2\pi \sqrt{C'I'}$$

Or le coefficient d'auto induction L du résonateur ne change pas avec le milieu, pourvu que la perméabilité magnétique reste la même (ce qui est vrai pour tous les diamagnétiques.) Mais la capacité change avec le milieu, et l'on a:

$$\frac{C'}{C} = K$$

K étant la constante diélectrique du milieu. Donc.

$$\frac{V}{V'} = \frac{T'}{T} = \frac{\sqrt{C'}}{\sqrt{C}} = \sqrt{K}.$$

Ainsi la vitesse de propagation des ondes électriques dans un milieu est inversement proportionnelle à la racine carrée de la constante diélectrique. Or, dans la théorie de Maxwell, \sqrt{K} serait égal à l'indice de refraction du milieu. Mais on sait que l'indice de refraction d'un milieu est le rapport des vitesses de la lumière dans le vide et dans ce milieu. On en conclut que la vitesse des ondes électriques est égale à celle de la lumière, non-seulement dans le vide, mais encore dans les ~~autres~~ ^{milieux} diélectriques.

Maxwell avait inventé sa théorie (vingt ans avant les expériences de Hertz) pour expliquer que le rapport $\frac{E}{H}$ des unités E et H soit précisément égal à la vitesse de la lumière; ce seul fait l'avait conduit à identifier les vibrations lumineuses et les oscillations électriques.

L'hypothèse fondamentale de Maxwell est la suivante:
 Quand une force électrique agit dans un milieu, celui-ci se déforme, et cette déformation est proportionnelle à la force qui s'exerce sur l'unité d'électricité:

$$D = \frac{F}{4\pi}$$

Cette force peut être une force électrostatique (dérivée du potentiel) ou une force électromotrice d'induction, ou la somme de deux forces de ce genre.

Si le déplacement a lieu dans la direction de la force, l'intensité du courant est la vitesse du déplacement:

$$I = \frac{dD}{dt}$$

Maxwell admet que ce courant jouit de la propriété de provoquer l'induction, c.à.d. de produire un déplacement des couches voisines du milieu; c'est ainsi que la ~~dépl~~ déformation se propage dans le milieu, perpendiculairement à la direction de la force électrique (de même que les vibrations lumineuses se propagent normalement au plan d'onde.)



Voici les conséquences déduites de cette hypothèse par le calcul: Dans un milieu diélectrique, à une distance suffisante du centre de branlement, le potentiel est nul, et la force électrostatique aussi.

Reste la force électromotrice d'induction; elle produit un courant d'intensité:

$$I = - \frac{K}{4\pi} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial z^2}$$

F étant l'intensité du champ (quantité dirigée dans le sens des x , qui est celui des oscillations), et K la constante diélectrique du milieu.

Maxwell a trouvé une autre expression de l'intensité du courant.

$$I = - \frac{1}{4\pi\mu} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial z^2}$$

z étant la direction de la propagation, perpendiculaire à celle des oscillations. L'approchement des 2 formules fournit l'équation:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial t^2} = \frac{1}{K\mu} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial z^2}$$

qui s'exprime, au fond, le théorème de Neumann: à savoir que l'induction par déplacement équivaut à l'induction par variation d'intensité; car il y figure les dérivées de F par rapport au temps et par rapport à l'espace. Cette équation montre que la déformation se propage dans le sens des z avec la vitesse:

$$v = \frac{1}{\sqrt{K\mu}}$$

Donc la vitesse de propagation ne dépend que de K et de μ . On sait que pour le vide,

$$K = 1, \quad \mu = (3 \cdot 10^{-10})^2 \quad \text{en unités E. S.};$$

$$K = (3 \cdot 10^{-10})^2, \quad \mu = 1 \quad \text{en unités E. M.}$$

Donc, pour le vide: $v = 3 \cdot 10^{10}$.

Pour un autre milieu, de même perméabilité magnétique μ , la vitesse de propagation sera v' , et l'on aura:

$$\frac{v'}{v} = \sqrt{\frac{K}{K'}}$$

Voilà pourquoi le carré de l'indice de refraction est égal à la constante diélectrique.

Cette loi se vérifie très mal pour les diélectriques médiocres; mais elle se vérifie pour les bons diélectriques dans le cas des oscillations électriques, auquel l'hypothèse de Maxwell doit spécialement s'appliquer.

Dans le cas où l'oscillation électrique passe par un corps conducteur, on a simplement:

$$I = \frac{\partial F}{\partial t}$$

et l'équation devient:

$$\frac{\partial F}{\partial t} = A \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}$$

A étant un coefficient qui dépend de μ et de la conductibilité (qui remplace la constante diélectrique).

C'est l'équation d'une oscillation qui s'éteint.

Ainsi les corps conducteurs amortissent et absorbent les oscillations électriques; elles s'évanouissent au bout de quelque longueur d'onde, c'est-à-dire tout près de leur surface.

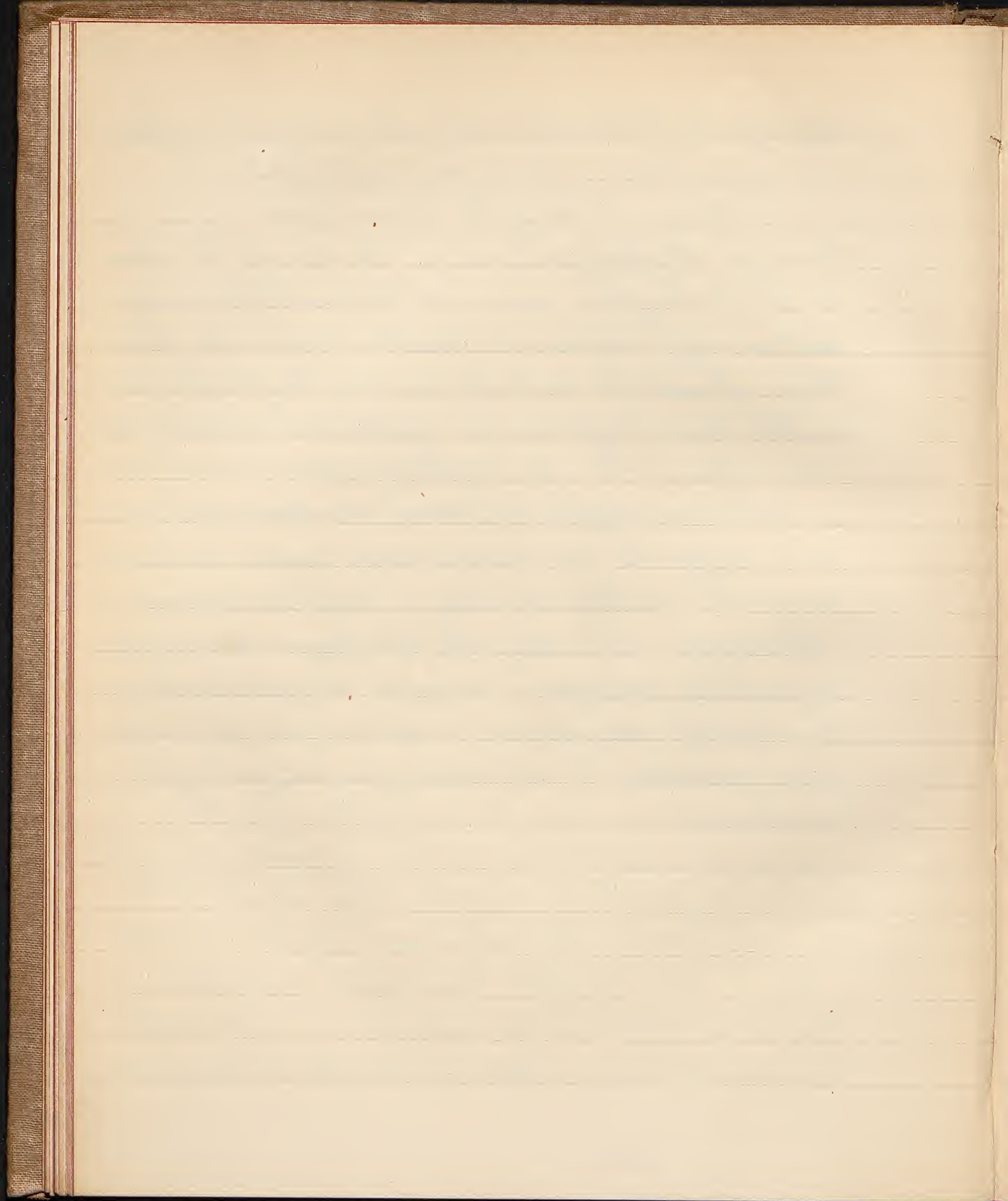
Si la lumière et l'électricité sont le même phénomène vibratoire, les corps conducteurs doivent être opaques et les diélectriques transparents. C'est ce qui a lieu en effet.

Pourtant il y a une exception: les électrolytes sont à la fois conducteurs et transparents. Mais on peut répondre qu'il

conduisant l'électricité tout autrement que les métaux.
 il y a convection plutôt que conduction.

La théorie de Maxwell se trouve encore vérifiée par beaucoup d'autres phénomènes. Par exemple elle donne la loi d'absorption suivante: l'intensité qui pénètre dans un corps conducteur décroît en progression géométrique quand la couche traversée croît en progression arithmétique (c'est une loi exponentielle inverse). Or c'est justement la loi expérimentale.

Les inexactitudes de la théorie de Maxwell viennent de la complexité des milieux réels, comparée à la simplicité abstraite des milieux fictifs de la théorie. Par exemple, l'opacité et la transparence sont toujours imparfaites et relatives; de même la conductibilité et la propriété diélectrique. Le vide seul est assez simple pour représenter le diélectrique parfait que suppose la théorie.



Cours de M. Pellat.

21^e leçon.

Electrolyse.

Lois de Faraday:

- 1^o. Un courant de même intensité passant pendant le même temps dans un même électrolyte ^{en} décompose la même quantité, quelles que soient la grandeur et la forme des électrodes et de l'auge électrolytique, et quelle que soit la situation de celle-ci dans le circuit.
- 2^o. Dans un même électrolyte traversé pendant le même temps par des courants d'intensité différente, les quantités décomposées sont proportionnelles aux intensités. (Courants dérivés, avec loi de Kirchhoff)

Courant variable: $dq = k I dt$

$$q = k \int I dt = k \int di = km.$$

- 3^o. La même quantité d'électricité passant dans des électrolytes différentsrompt le même nombre de valences. Soit A le poids atomique d'un métal, n sa valence; la quantité d'électricité qui dégage 1 gramme de hydrogène dégage le poids $\frac{A}{n}$ de ce métal.

1 coulomb dégage $1,118 \times 10^{-3}$ gr. d'argent,

par suite: $1,038 \times 10^{-5}$ de hydrogène,

etc. $\frac{A}{n} \cdot 1,038 \times 10^{-5}$ d'un autre métal.

22^e leçon

Polarisation des électrodes.

Soit p_1 la variation de potentiel de l'anode, p_2 celle de la cathode; la force électromotrice de polarisation est:

$$e = p_1 - p_2$$

Les polarisations p_1 et p_2 sont en général de signes contraires. La f. é. de pol. e est elle-même contraire à celle qui produit le courant; de sorte que l'intensité de celui-ci est diminuée; elle n'est plus que:

$$I = \frac{E - e}{R}$$

La force électromotrice d'une pile est l'énergie communiquée à l'unité d'électricité qui la traverse; l'énergie fournie par la pile en dt est: $E I dt$.

Dans un circuit métallique, elle produit simplement la chaleur de Joule: $R I^2 dt$.

Mais si le circuit comprend un voltamètre, une partie de l'énergie est employée à décomposer l'électrolyte, en proportion de la quantité d'électricité qui passe; soit e' le coefficient de proportionnalité; on a:

$$E I dt = R I^2 dt + e' I dt$$

d'où: $E = R I + e' \quad I = \frac{E - e'}{R}$

Ainsi $e = e'$: la force électromotrice du voltamètre est égale à la quantité d'énergie qu'il reçoit par coulomb.

Pour que le courant puisse passer dans le voltamètre, il faut que $E' > e$. Ainsi une pile secondaire a toujours une force électromotrice inférieure à celle de la pile primaire qui la charge. La quantité d'électricité fournie par le courant secondaire doit être égale à celle du courant primaire.

Dépolarisation spontanée: un voltamètre abandonné à lui-même perd sa force électromotrice. Une pile en circuit ouvert regagne sa force électromotrice normale. Comme la dépolarisation spontanée se produit même pendant le passage du courant, il s'établit un équilibre entre les actions polarisantes et dépolarisantes, entre la f. électromotrice et la f. contre électromotrice.

La polarisation est proportionnelle à la densité du courant, c'est-à-dire à son intensité par unité de surface. Elle est donc en raison inverse de la surface des électrodes.

Pour rendre une électrode impolarisable, il suffit de lui donner une surface extrêmement grande par rapport à celle de l'autre.

~~Grand~~ On a vu que pour décomposer un électrotype il faut une force électromotrice supérieure à la f. él. de polar. Si l'on met un voltamètre en communication avec une pile trop faible (Daniell), on constate, au moment de la

fermeture du circuit, un courant instantané direct. Si l'on sépare le voltamètre et qu'on le mette en communication avec un électromètre, on trouve une différence de potentiel précisément égale à la force électromotrice de la pile. Ainsi, les deux f. élect. étant égales et contraires, le courant ne pourrait passer. Enfin l'on ferme le voltamètre sur un galvanomètre, on constate un courant instantané inverse, et la quantité d'électricité qui passe est égale à celle du courant direct. Les 2 électrodes sont revenues au même potentiel.

Ce phénomène est une polarisation proprement dite, sans décomposition : en effet, il n'y a pas la moindre bulle gazeuse dégagée (Expérience Donny - Marescats on détermine l'ébullition d'une solution surchauffée en ~~un~~ produisant des bulles par l'électrotype.) Tout se passe comme si les électrodes étaient deux conducteurs en cascade, réunis par l'électrotype conducteur. La dipolarisation spontanée peut se reproduire par la faible conductibilité des lames diélectriques, qui produit des fuites. Enfin la capacité de polarisation des électrodes est analogue à la capacité des condensateurs.

Helmholtz a expliqué ce phénomène par l'hypothèse d'une couche double d'électricités contraires qui se formerait à la surface de contact de 2 corps. Cette hypothèse se vérifie par l'expérience: deux disques de zinc et de cuivre, mis en contact, puis séparés, sont électrisés, le zinc positivement, le cuivre négativement: on le constate à l'électroscope.

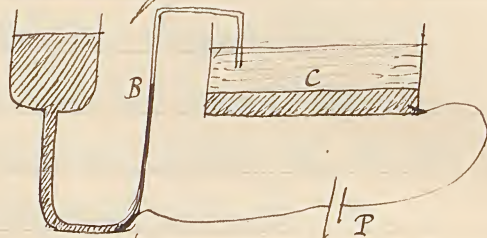
M. Bouty a mesuré la polarisation des électrodes A, B, en plongeant tout près d'elles 2 fils de platine a, b: ceux-ci ne se polarisent pas, puisque aucun courant n'y passe. La différence de potentiel entre A et a est p_1 ; celle entre B et b est p_2 .

M. Bouty a aussi constaté que la résistance de l'électrolyte (mesurable au moyen des mêmes fils) est la même, qu'il y ait ou non décomposition. Or on admet que ce sont les ions qui transportent l'électricité; ils la transportent dans les deux cas; mais tant que la force électromotrice ^{donc} est inférieure au minimum nécessaire à l'électrolyse, les ions ne se dégagent pas aux électrodes, et ne font que s'accumuler en augmentant la couche double.

23^e leçon. Electrocapillarité.

Quand on emploie des électrodes de mercure, la constante capillaire de leur surface dépend de leur polarisation (Lippmann, 1874) c'est-à-dire de la variation de la différence de potentiel entre l'électrode et l'électrotype.

De A en B, mercure; de B en A C, eau acidulée; le tube B est capillaire. On emploie une pile trop faible pour produire l'électrotype.



La pression exercée par le ménisque en B a pour valeur:
$$p = 2 \frac{A}{R}$$
 (A const. capillaire)
(R rayon du tube)

et elle est mesurée par la différence de niveau de A en B.

Si B est cathode, le mercure baisse dans le tube capillaire;

si B est anode, le mercure monte. Dans les deux cas, la

pression capillaire augmente, dans le 1^{er}, elle diminue;

et comme R est constant (tube cylindrique), la constante capillaire varie proportionnellement.

La surface B seule se polarise, la surface C est trop grande pour se polariser. En effet, si l'on associe les électrodes à des condensateurs en cascade, elles auront la même augmentation de charge; la différence de potentiel sera donc en raison inverse de la capacité, c'est-à-dire de la surface (polarisation).

Dans l'électromètre capillaire, la variation de pression due à la déviation est insignifiante; mais c'est le rayon du ménisque qui varie, le tube capillaire étant conique. A varie en raison inverse de R .

Pour déterminer la constante capillaire A en fonction de la f. él. de pol. e , on ramène le niveau au zéro (correspondant au cas où les 2 mercures sont au même potentiel) en augmentant la pression (mesurée au manomètre):

$$\Delta p = 2 \frac{\Delta A}{R}$$

R étant alors constant, ΔA est proportionnel à Δp .

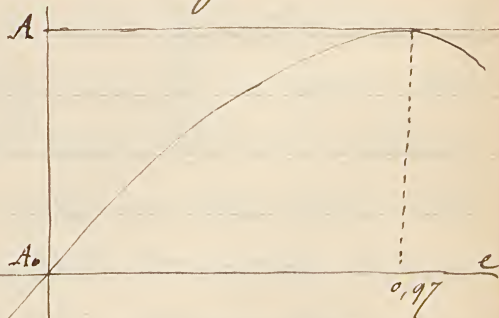
On mesure d'autre part la différence de potentiel e .

On trouve ainsi que A augmente avec e , et atteint un maximum pour $e = 0,97$ volt. La fonction est sensiblement parabolique:

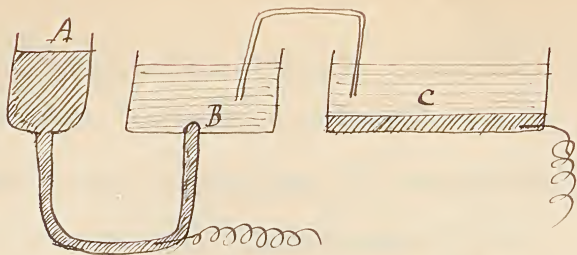
$$A - A_0 = ae - be^2$$

Si l'on dépasse le maximum, l'électrotype se produit, une bulle de hydrogène se dégage et interrompt l'expérience.

Si l'on polarise la surface capillaire comme anode, A diminue suivant une courbe qui prolonge la précédente; mais l'électrotype se produit bientôt, et il se forme des cristaux de sulfate mercurique qui obstruent le tube.



Phénomène réciproque:
Si l'on vient à modifier
mécaniquement la surface
capillaire, elle se polarise.



Le mercure forme un bouton en B, à l'orifice d'un tube étroit.

Si l'on ~~augmente~~ ^{augmente} la surface de ~~contact~~ ^{contact} entre le mercure
et l'électrolyte, on constate (soit au galvanomètre, soit
à l'électromètre) que A est devenu négatif, et C positif.

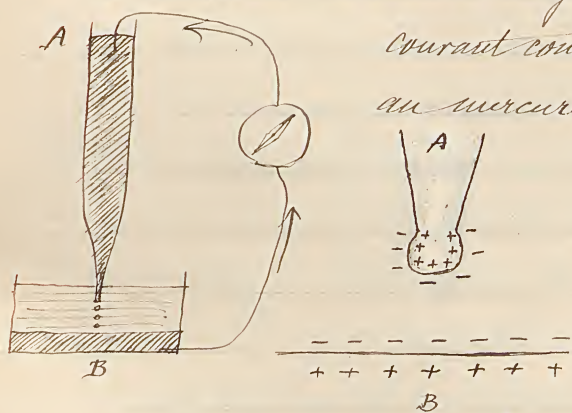
L'inverse a lieu si l'on diminue la surface de contact.

Ce phénomène s'explique par l'existence de la couche double.

En effet, la couche double rend compte de la différence de
potentiel entre le mercure et l'électrolyte: car si l'unité d'électricité
traverse la couche double du positif au négatif, on effectue
un travail positif, donc le potentiel est plus grand du
côté positif. Supposons que le mercure possède la couche
positive, et l'électrolyte la couche négative. Le mercure.

AB étant isolé, sa charge est constante, car il ne peut
y avoir passage d'électricité sans transport de ions; or
nous supposons qu'il n'y a pas d'électrotype. Si la surface
B augmente, la capacité augmente, donc la différence
de potentiel diminue. Soit E la différence de potentiel
normale entre le mercure et l'électrolyte; elle devient $E' < E$.
Si V est le potentiel du mercure AB, celui de l'électrolyte

BC sera $(V-E')$, et celui du mercure $C : (V-E'+E) > V$.
 Dans ce cas, l'électrode C a un potentiel plus élevé
 que l'électrode A , ce qui est conforme à l'expérience.
 Dans le cas contraire, le sens du courant serait inverse.
 On en conclut que le mercure est normalement à un
 potentiel plus élevé que les électrolytes.



courant continu qui va du mercure inférieur
 au mercure supérieur. En effet, la goutte
 en grossissant devrait se
 polariser; mais comme elle
 communique avec le mercure
 inférieur, elle produit un appel
 d'électricité positive qui passe

par le galvanomètre. Inversement, il se produit autour de la
 goutte un afflux d'électricité négative qui vient de la couche
 inférieure; la couche double inférieure s'appauvrit donc
 insensiblement, mais la goutte en tombant lui rend les
 quantités d'électricité qu'elle emporte avec elle, et la dépolarise.
 Il y a donc un double mouvement d'électricité positive de
 A en B et d'électricité négative de B en A, c'est-à-dire un courant.

L'énergie de ce courant provient du travail que la pesanteur effectue contre les forces capillaires pour faire grossir et détacher la goutte; mais une fois qu'elle est séparée, le travail de la pesanteur ne produit aucun courant.

Ce phénomène explique que le niveau de l'électromètre capillaire soit extrêmement instable quand les 2 mercurus sont réunis en court circuit, tandis qu'il éprouve une sorte de frottement ou de viscosité en circuit ouvert.

C'est que dans le 1^{er} cas, la surface ne se polarise pas, et son déplacement donne lieu à un mouvement d'électricité. Dans le 2^e cas, quand la pression augmente, la surface ^(augmente et) capillaire se polarise comme anode, par lequel et par suite sa tension superficielle diminue; le niveau tend à remonter dans le tube, ce qui contrarie l'effet de la pression qui tend à le faire descendre.



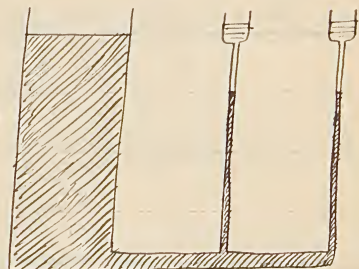
Les mêmes phénomènes se produisent au contact du mercure et de différents électrotyes; et aussi au contact d'un amalgame de cuivre assez riche en cuivre pour jouer le rôle d'une électrode de cuivre dans une pile. M. Krouchkoll a étudié les phénomènes électro-capillaires à la surface de séparation de 2 électrotyes non miscibles (solutions de arotate d'urane dans l'éther et dans l'eau), et il a observé des effets identiques (qualitativement, non quantitativement).

24^e leçon

M. Lippmann a découvert la loi suivante:

La constante capillaire de la surface de contact du mercure et d'un électrotype est une fonction de la différence de potentiel, indépendante de la nature de l'électrotype.

Voici l'expérience qui l'a lui a suggérée. Le mercure monte dans
 2 tubes capillaires où il est surmonté
 d'un acide. Si dans l'un des
 on met de l'acide chromique, on



voit le mercure y monter: la constante capillaire a diminué. Mais si l'on fait communiquer les deux liquides par un siphon ou un fil de coton imbibé, le niveau ^{du mercure} redevient le même dans les 2 tubes. On admet que les 2 liquides sont au même potentiel, et on en conclut que la variation de la constante capillaire était due à une différence de potentiel. Mais il n'est pas sûr que les 2 liquides communiquants soient au même potentiel (voir p. 73.)

M. Lippmann a trouvé une relation entre la capacité de polarisation, la charge et les dérivées de la constante capillaire par rapport à la polarisation.

Considérons l'appareil de la p. 64, et supposons le système à température constante. On état dépend de 2 variables:

la polarisation \underline{e} et la surface σ du mercure en B (c'est la seule qui se polarise.) La force électromotrice de la pile est égale à la polarisation \underline{e} . Quand la surface σ du mercure augmente de $d\sigma$, le travail mis en jeu est :

$$dW = -A d\sigma$$

Soit X la charge par unité de surface de la couche double :

$$dm_1 = X d\sigma$$

Si d'autre part la force électromotrice augmente de \underline{de} ,

$$dm_2 = Y \sigma \cdot de$$

$Y \sigma$ étant la capacité de polarisation, proportionnelle à la surface, et Y la capacité de l'unité de surface.

Si donc l'on fait varier à la fois la surface du mercure et la force électromotrice, la variation de charge est :

$$dM = X d\sigma + Y \sigma de \quad (1)$$

Or la quantité d'électricité fournie par une pile à un système est fonction des variables qui caractérisent l'état de celui-ci, en vertu du principe de la conservation de l'électricité; en d'autres termes, dM doit être une différentielle exacte. D'autre part, pour maintenir la température constante, il faut fournir de la chaleur au système: cela a lieu en général quand on augmente une surface capillaire, car la constante capillaire croît avec la température. La quantité de chaleur fournie est :

$$dQ = a d\sigma + b d\epsilon$$

$a d\sigma$ est dû à la variation capillaire, $b d\epsilon$ à un phénomène analogue à l'effet Peltier. L'énergie échangée avec l'extérieur est: $dV = dU + dW$ ^(par les systèmes)

d'où: $dU = dV - dW = J dQ + e dM + A d\sigma$

$$\begin{aligned} dU &= J(a d\sigma + b d\epsilon) + e(X d\sigma + Y d\epsilon) + A d\sigma \\ &= (J a + X e + A) d\sigma + (J b + Y e) d\epsilon \end{aligned} \quad (2)$$

Formons enfin la différentielle de l'entropie:

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{a}{T} d\sigma + \frac{b}{T} d\epsilon \quad (3)$$

Exprimons que dM , dU et dS sont des différentielles exactes:

$$\frac{\partial X}{\partial \epsilon} = \frac{\partial(Y\sigma)}{\partial \sigma} = Y \quad (4)$$

$$J \frac{\partial a}{\partial \epsilon} + X + e \frac{\partial X}{\partial \epsilon} + \frac{\partial A}{\partial \epsilon} = J \frac{\partial b}{\partial \sigma} + e Y \quad (5)$$

$$\frac{1}{T} \frac{\partial a}{\partial \epsilon} = \frac{1}{T} \frac{\partial b}{\partial \sigma} \quad (6)$$

L'équation (6) donne immédiatement:

$$\frac{\partial a}{\partial \epsilon} = \frac{\partial b}{\partial \sigma}$$

En tenant compte de (4) et de (6), la relation (5) devient:

$$X = - \frac{\partial A}{\partial \epsilon} \quad (7)$$

d'où, en vertu de (4):

$$Y = - \frac{\partial^2 A}{\partial \epsilon^2} \quad (8)$$

[N.B. La théorie de la couche double d'Helmholtz date de 1881; M. Lippmann ne pouvait attribuer en 1875 à X la signification physique que nous lui donnons. En outre, il n'a pas tenu compte de la chaleur

mise en jeu; mais on voit qu'elle disparaît de l'équation (5) en vertu de l'équation (6) qui traduit le principe de l'entropie.]

On voit que la capacité de polarisation γ ne dépend que de la différence de potentiel, et est indépendante de la nature de l'électrotype. C'est ce que M. Blondlot a trouvé par l'expérience; il a même constaté que γ est indépendante de la nature de l'électrode métallique.

X étant la dérivée de A par rapport à e , s'accroît quand A atteint son maximum. Donc pour ce maximum la couche double doit être nulle. C'est ce que M. Pellat a vérifié par expérience. Tant que la force électromotrice correspondant à ce maximum de A n'est pas atteinte, une augmentation de la surface de la goutte, servant de cathode (p. 62) produit un courant sensible au galvanomètre. Mais quand la force électromotrice devient égale à 0,97, le galvanomètre ne bouge plus quand on augmente ou diminue la surface en B. Cela prouve que la couche double en B est nulle. Par suite, le mercure AB est au même potentiel que l'électrotype BC. la seule chute de potentiel a lieu en D; soit x ^{la} ~~la~~ _{cette} différence de potentiel normale (le mercure D n'étant pas polarisé); on trouve que

x est égale à la force électromotrice de la pile. Ainsi la différence de potentiel normale entre le mercure et un électrotype est $0,97$.

Ce résultat permet de résoudre une question pendante depuis Volta. Pour Volta, la différence principale de potentiel était, dans sa pile, entre le zinc et le cuivre; pour Fabroni, elle était entre le zinc et l'eau acidulée. Plus tard, Clausius était de l'avis de Volta, et Maxwell de l'avis de Fabroni. On a essayé de mesurer la différence de potentiel du zinc et du cuivre en mettant en contact des disques de ces métaux; en les séparant, on trouvait une différence de potentiel considérable. Mais on ne tenait pas compte de la nature de l'air, qui jouait le rôle de diélectrique.

Or si, dans l'expérience précédente (appareil de la p. 64), on remplace le mercure par un amalgame de zinc riche en zinc, et qu'on détermine la différence de potentiel normale, on la trouve très faible: $0,02$.

On construit alors une pile avec une électrode de mercure et une autre en amalgame de zinc, on plonge 2 fils de platine; l'électrolyte est de l'eau acidulée. Soient V_1 et V_2 les potentiels des 2 électrodes; on a l'identité suivante:



$$V_1 + \text{Pt} | \text{Zn} + \text{Zn} | \text{I}_2 + \text{I}_2 | \text{Hg} + \text{Hg} | \text{Pt} = V_2$$

On connaît : $\text{I}_2 | \text{Hg} = +0,97$

et : $\text{Zn} | \text{I}_2 = -0,02$

On mesure D'autre part, $V_2 - V_1 = E$,

force électromotrice de la pile, qu'on mesure directement.

Soient : $\text{Pt} | \text{Zn} + \text{Hg} | \text{Pt} = E + 0,02 - 0,97$

Le second membre se trouve égal à $-0,49$.

On en conclut que : $\text{Zn} | \text{Hg} = 0,49$.

Ainsi la différence de potentiel normale entre le mercure et le zinc est beaucoup plus grande qu'entre le zinc et l'électrolyte. Il doit en être de même pour le cuivre (autan du mercure).

Pour mesurer la différence de potentiel normale entre le mercure et un électrolyte, on peut employer l'électromètre capillaire, en y remplaçant le bain acidulé par l'électrolyte à étudier. On ~~peut~~ ^{détermine} la force électromotrice qui correspond au maximum de la tension superficielle : c'est la différence de potentiel normale.

Cette méthode a été employée par M. M. Bichat et Blondlot.

Ils ont aussi déterminé la différence de potentiel normale entre 2 électrolytes, par la méthode précédente : ils forment une pile avec les 2 électrolytes, séparés par une cloison poreuse, et y plongent 2 électrodes de mercure.

On mesure directement la force électromotrice :

$$E_r = Hg/L + L/L' + L'/Hg$$

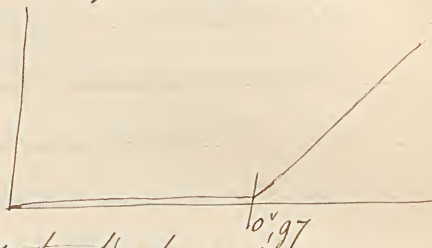
Connaissant déjà Hg/L et Hg/L' , on en conclut L/L' .
On a ainsi trouvé qu'entre l'eau acidulée pure et l'eau acidulée contenant de l'acide chromique, il n'y a pas de différence de potentiel. Ce fait justifié après coup l'expérience de M. Lippmann et taloi qu'il en a tiré (p. 67).

L'électrotype commence au moment où la couche double devient nulle, où par suite l'électrode est au même potentiel que le liquide. Elle ne commence pas, en général, en même temps aux deux électrodes, parce que l'une se polarise plus vite que l'autre; on peut même supprimer l'une des électrodes et mettre l'autre ^{en communication} avec une machine électrique: les cations par ex se dégagent sur l'électrode négative, tandis que les anions forment une couche positive à la surface du liquide.

Dans l'électromètre capillaire, quand on a dépassé le maximum de la tension superficielle, on voit se former des bulles de hydrogène au contact de la cathode, mais plus ou moins tard. Cela tient sans doute à ce que l'hydrogène forme avec le mercure un composé instable, qui se dissocie au contact des bulles. Pour le vérifier, on porte brusquement la force électromotrice à une

valleur bien supérieure à la différence de potentiel normale, de manière à produire une bulle de hydrogène au contact de la cathode, puis on redescend au-dessous de $0^{\text{v}},97$; la bulle reste stationnaire. Mais dès qu'on dépasse la valeur normale, on voit la bulle grossir, ce qui prouve que l'électrolyse se produit.

On peut aussi observer l'intensité du courant au galvanomètre. Tant que la force électromotrice est inférieure à $0^{\text{v}},97$, il n'y a qu'un faible courant de dépolarisation; mais quand la force électromotrice dépasse $0^{\text{v}},97$, le courant augmente rapidement d'intensité.



M. Lippmann a montré que quand les électrodes sont du même métal que l'électrolyte, elles ne se polarisent pas. Il faut en conclure qu'un métal a le même potentiel qu'un sel de ce métal.

M. Sokoloff a fait tout récemment des expériences pour déterminer la force électromotrice minima nécessaire pour décomposer l'eau acidulée au moyen d'une très petite électrode (fil de platine dans un tube de verre qui ne laisse à nu que l'extrémité). Il faut que la polarisation atteigne $0^{\text{v}},64$ pour que les bulles se produisent. Donc les ions ne se dégagent pas au-dessous de cette valeur.

25^e leçon

Mesures électromagnétiques.

Loi de Kirchhoff, relative aux circuits dérivés.

Soit AB une branche d'un circuit dérivé, V_0 le potentiel en A, V_1 le potentiel en B; R sa résistance, I l'intensité du courant qui la traverse, ~~et E la~~ ^{comptée} positivement dans le sens AB, E la force électromotrice intercalée dans cette branche, comptée positivement si elle donne naissance à un courant de sens positif : la 2^e loi de Kirchhoff se traduit par la formule:

$$IR - E = V_0 - V_1.$$



100



102

104

106

110

116

120

130

132

38 - 76.

Table des matières.

Cours d'Electricité de M. Bouty (suite et fin):

Simultation par les courants Page 1.Propriétés magnétiques du fer: magnétisme
rémanent, hystérésis, courants de Foucault. 3.Machines d'induction: Transformateurs 11.Moteurs électriques et électromoteurs
(alternateurs.) 18.

Machine de Gramme 22.

Champs tournants & courants polyphasés 28.

Propagation de l'électricité dans un fil 30.

Oscillations électriques: dans un diélectrique 39.

id. dans un conducteur 48.

